



TITLE:

擾亂波による電気焼損防止法(  
Dissertation\_全文)

AUTHOR(S):

小原, 誠

---

CITATION:

小原, 誠. 擾亂波による電気焼損防止法. 京都大学, 1951, 工学博士

ISSUE DATE:

1951-04-18

URL:

<https://doi.org/10.14989/161910>

RIGHT:

大雅堂電氣工學撰書

# 擾亂波による電機燒損防止法

小 原 誠 著

大 雅 堂 版

# 擾亂波による電機焼損防止法

小 原 誠 著

DOC

1950

4

電気系

大雅堂電気工学撰書

## 序 文

凡そ電氣機械にして分布常數を有するものに於ては外部擾亂波の侵入せる場合、異常電位傾度、異常電位振動等を發生する爲、絶縁破壊を起し運轉不能に陥るのみならず、重要資材を失ふに至る事が多い。殊に現下の如き最小の設備を以て最大の能率を上げる事を要求せられる場合には尙一層重大問題となる。この異常電位は對地靜電容量及び線輪のイムピーダンスが全捲線に涉つて分布せられて居る爲に發生するもので之を集中等價イムピーダンスに置き代へる事が出来たならばこの問題は解決するものであつて、非共振變壓器はこの理論に基き考案せられたものである。著者は擾亂波の性質を二種類に分類し、その一を蓄電器の充電々氣量の突發的放電、雷撃等により發生する衝擊波とし、その二を回路常數の急變により發生する高周波振動とし、その各々の場合における異常電位傾度及び變壓器内部電位振動につき検討を行ひ、非共振變壓器の之が補正效果につき實驗的理論的研究を行つた。即ち全篇を7章に分割し、中性點を接地せる場合及びインピーダンスを以て接地せる場合、兩端より擾亂波の侵入せる場合等に就き論じ、殊に變壓器線輪を數個に分割して補正を施す場合には線輪中の電位分布は一様ではなく、線輪中に於ても異常電位傾度を生ずるのであり、鐵槽に對して靜電容量を有する場合には更に著しい事を述べた。次に中性點を開放せる場合には並型變壓器、非共振變壓器共に電位振動を起すが、振動數は後者に於ては單一であり、その開放端最高到達電位も低い。截斷波の到來せる場合は截斷時間の短い程最高到達電位は小である事を認めた。更に商用變壓器に對して之を應用する場合には直列補正法に於ては線輪の分割數を少くして扁平なる線輪に仕上げる事を得策とし、並列補正法に於ては線輪分割數を増大する必要がある事を述べた。終りに之と外部回路常數との間の相互關係につき論じ、非共振變壓器は集中誘導抵抗及び集中靜電容量の並列回路として取扱へば良い事につき述べ、非共振變壓器の中性點に接續せられたる各種



のイムピーダンスの影響につき検討した。即ち非共振變壓器に於ても中性點イムピーダンスの影響を受けて内部振動を發生するものであるが、その振動数は單一であり豫測せざる高電位及び異常電位傾度を發生する事は無い。尙一次振動の二次捲線に及ぼす影響について研究を行ひ、非共振變壓器に於てもほぼ同様の誘起電壓を生ずる事を確認した。其の他三相變壓器に於ける場合、線輪相互間の相互誘導作用と電位振動との關係等につき検討を行つた。

終りに本研究に對し終始御懇篤なる御指導を賜つた恩師鳥養博士に厚く感謝の意を表すると共に實驗に對し助力せられた島津製作所研究部員前島慶太郎君並びに測定装置に對し御便宜を與へられたる京都帝大電氣工學教室に對し厚く謝意を表する次第である。

昭和19年1月8日

小 原 誠

## 目 次

序 論	3
第 1 章 變壓器線輪對地靜電容量の測定	11
1. 實 驗 方 法	11
2. 線輪と同一幅を有する錫箔による靜電容量の測定	12
3. 捲幅一定なる線輪の靜電容量の線種及び捲數による變化	13
4. 短間隙を以て配置せられたる變壓器線輪群の對地容量	15
第 2 章 變壓器中性點を接地せる場合の補正效果	17
1. 商用變壓器に對する補正容量の検討	17
2. 變壓器線輪の對地容量の一樣ならざる場合に對する考察	19
3. $C_{sn}$ の過不足によつて生ずる電壓分布及び電位振動	32
4. $C_g$ の値を異にせる線輪を直列に接續せる場合の $C_{sn}$ の決定	36
5. 實 驗 結 果	39
6. $C_g$ 點のみを補正し $C_y$ 點の補正を無視せる場合に發生する異常 電位傾度及び電位振動	42
7. 並列補正法の商用變壓器に對する應用	45
8. 共振周波數に於ける電位分布	51
第 3 章 變壓器中性點を開放せる場合	53
1. 非共振變壓器の中性點開放時に於ける内部電位振動(直列補正法)	53
2. 周期的振動電壓が印加せられたる場合の電位分布	59
3. 非共振變壓器の開放端に發生する電位振動 (減衰衝擊波の場合、截斷波の場合)	70

4.	變壓器兩端より同時に衝撃波の到來せる場合の電位振動	75
5.	變壓器兩端より同時に周期的振動電壓の到來せる場合の電位振動	78
6.	實 驗 結 果	81
7.	ブラウン管による電壓波形の検討	85
8.	並列補正法を施せる變壓器の中性點開放時に於ける電位振動	89
9.	實 驗 結 果	93
10.	ブラウン管による電位振動の觀察	95
11.	$C_g$ 及び $C_y$ を別個に補正して重疊する場合	97
12.	各種補正法に於ける中性點電位振動	99
第 4 章	中性點にイムピーダンスを有する場合	101
1.	非共振變壓器のサージ・イムピーダンス	101
2.	非共振變壓器中性點にイムピーダンスを接続せられたる場合の衝撃波による電位振動	103
3.	非共振變壓器の中性點に分布常數を有する誘導線輪を接続せる場合	109
4.	非共振變壓器の中性點にイムピーダンスを接続せる場合の周期的振動電壓による電位分布	109
5.	實 驗 結 果	114
第 5 章	非共振變壓器の構成	120
1.	非共振變壓器の構成	120
2.	並列補正法の構成	120
3.	直列補正法の構成	122
4.	部分遮蔽と電位分布	127
5.	實 驗 結 果	128
6.	單一線輪内部に於ける電位振動	134

## 第 6 章 非共振變壓器の三相變壓器に對する應用及び外部

回路との關係……………140

1. 中性點開放時の電位振動……………140
2. 實 驗 結 果……………141
3. 中性點より衝擊波の侵入せる場合の非共振變壓器の内部電位振動……………143
4. 非共振變壓器の開閉時に發生する電位振動……………145
5. 非共振變壓器に於ける勵磁電流……………146
6. 非共振變壓器の侵入容量……………147
7. 非共振變壓器に接續せられたる送電線の接地による電位振動……………148
8. 直流高壓回路に於ける整流裝置の突發的逆弧により非共振變壓器  
端子に發生する電位振動……………153

## 第 7 章 相互誘導の影響……………157

1. 高周波磁場の鐵心中に於ける傳播……………157
2. 衝擊波の到來せる場合相互誘導作用により第2線輪に發生する電  
壓……………163
3. 非共振變壓器に於ける相互誘導の影響……………165
4. 實 驗 結 果……………167
5. ブラウン管による線輪内各點に於ける電壓波形……………173
6. 理 論 的 考 察……………175
7. 非共振變壓器に於ける二次誘起電壓及び二次捲線の電位振動に及  
ぼす影響……………181
8. 實 驗 結 果……………186
9. 一次線輪内部電位振動に及ぼす二次捲線負荷狀態の影響……………188

總 括……………193

---

參 考 文 獻	201
附 錄 1	203
附 錄 2	212
附 錄 3	213
附 錄 4	214
附 錄 5	215

擾亂波による電機燒損防止法

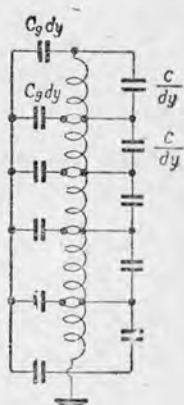
# 序 論

變壓器のみならず大地に對して分布靜電容量を有する電氣機器に擾亂波が侵入する場合には異常電位分布を生じ、衝擊波の到來せる場合にはその初期電位分布と最終電位分布とは著しく異なる爲その過程に於て電位振動を發生し電氣機器を燒損する結果になる事は周知の事實である。非共振變壓器はこの場合初期電位分布と最終電位分布を一致せしめて異常電位傾度及び電位振動の發生を防止せんとするもので3種類の方法が考案せられて居る。

即ち Wagner<sup>(16)</sup> 等によつて古くから唱へられ實施せられて居る方法、線輪間の靜電容量を増加する方法がある。一般に變壓器の等價回路を第1圖の如く考へる場合、その初期電位分布は専ら線輪間靜電容量  $C$  及び單位線輪の有する對地靜電容量  $C_g$  によつて決定され任意の點の電位は

$$e = \frac{\sinh ay}{\sinh a} e_0 \quad \text{但し} \quad e_0 = \text{印加電壓}$$

$$a = \sqrt{\frac{C_g}{C}}$$



第1圖  
變壓器等價回路

となり、 $a$  によつてその電位分布は第2圖の如く變化する。それ故  $C_g$  に比較して  $C$  を大にすれば最終電位分布を初期電位分布に近接し得る事が判る。この方法によつて電位振動を防止して居る實例として AEG 社<sup>(16)</sup> の非共振變壓器及び W 社<sup>(16)</sup> の外鐵型變壓器がある。この二者は共に線輪數を減じて扁平に仕上げ、對地靜電容量を減ずると共に線輪間靜電容量を著しく増加せしめたもので、更に線輪間に遮蔽板を挿入する事によつてその作用を強化して居る。其他線輪に並列に附加容量を添加する方法も講じられて居るが膨大なる靜電容量を必要とすると同時に高周波振動に對しては電位分布を改善し得るや否や疑問である。即ち上記の方法は衝擊波の到來に對してのみ考慮し、回路の急變に伴ふ高周波電流に對しては検討を加へてゐない。之に對して鳥養博士<sup>(17)</sup> は1922年始めてあらゆる周波數を有する

到來波 對して完全に直線的分布を得る方法を提案された、即ち初期電位分布を直線的ならしめる爲、線輪間靜電容量を適當なる序列によつて變化せしめ、

對地靜電容量による充電電流の影響を打消し線輪電流を一定ならしめたものである。而してその序列としては

$$C_n = 1/2 C_g y^2 + K$$

但し  $C_n$  = 線輪短絡靜電容量

(單位長當り)

$C_g$  = 對地靜電容量 (單位長當り)

$y$  = 接地点より測定せる線輪の長さ

$K$  = 積分常數

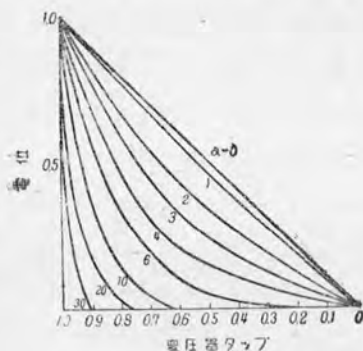
となる事を報告して居られる。この方法に於て始めてあらゆる周波數に對して電位分布を直線的ならしめる事が出來た。

J. M. Weed<sup>(9)</sup> は商用變壓器に之を適用する爲に線輪を數個に單位線輪に分割し、その各々を

$$C_{sn} = 1/2 C_g n(n-1)$$

(但し  $n$  は中性點より測定せる任意點迄の線輪の數) なる序列を有する靜電容量を以て短絡する方法を提案して居る。然るに直列法は卓拔せる idea を包藏し乍ら詳細なる研究も續行せられず、米國に於て Palueff<sup>(10)</sup> は前者に對して並列補正法とも云ふべき方法を考案し、之を商用變壓器に適用して、その効果を擧げるに至つた。即ち線輪の對地靜電容量による充電電流を變壓器表面上と一定間隔を以て配置せられたる遮蔽板より供給する方法で、この方法によればその靜電容量も少く、實施容易なる爲、盛に利用せられるに至つた。この場合の遮蔽板と線輪との間隔はその靜電容量が

$$C_m = \frac{y}{l_b - y} C_g$$



第2圖 衝撃波による變壓器内部初期電位分布



となる如くする必要がある。

但し  $C_m$  : 並列補正容量 (単位長當り)

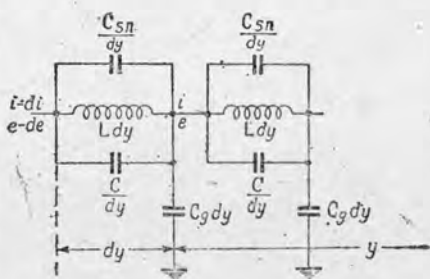
$l_b$  : 線輪の長さ

この方法の長所とする所は補正容量が少い爲實施容易なる事であるが、高壓端子が接地側迄延び絶縁困難となる缺點がある。吾國に於ては中性點と直接接地する事が許されず高インピーダンスを以て接地する爲、之が進歩は著しく遅れ二三の製造會社に於て最近實施されてゐる現状である。即ち A 社<sup>(4)</sup>に於ては高壓端子に部分的遮蔽を施し、端子に掛る異常電位傾度を緩和して居るに對し、B 社<sup>(5)</sup>に於ては外鐵型變壓器の線輪間靜電容量を増加して非共振の目的を達せしめて居る。尙木村氏<sup>(6)</sup>は中性點と開放せる場合でも非共振變壓器は有效である事に就き實驗を行つて居る。かゝる現状である爲、鳥養博士の創案になる直列補正法に對する研究は極めて少く、更に其他の方法に對しても衝擊波を印加したる場合の電位振動に關する實驗結果の報告に止まり、高周波振動電壓の到來せる場合に就いて考究せるものは無い。尙完成せる變壓器を補正せる場合の補正端子即ち線輪上面の電位振動に對しては多くの文獻で表れたる處であるが、之が底面の電位振動に對してふれてゐるものは少い。次に並列補正法に於ては補正電流を線輪を通じて供給する爲、線輪の有する分布容量、インピーダンス等は當然その補正效果に影響するに拘らず、之が検討も充分で無い。直列補正法に於ても鐵槽に對して靜電容量を有する場合には同様の問題が起る筈である。殊に到來波が線輪の共振周波數に相當する場合に於ては著しき電位傾度を生じ補正不能と陷るものである爲、この點に就いて充分なる検討を行つた。更に非共振變壓器の中性點と開放せる場合、インピーダンスを以て接地せる場合に就ては二三の實驗結果の報告を見るのみで、之が理論的検討を加へたるものが無く、その補正效果に就て明かならざるものがあつた。著者は此等にも對しても検討を加へ非共振變壓器は中性點開放時にも有效なる事を確認した。尙著者は非共振變壓器の兩端より同時に擾亂波の侵入する事を豫想し、各周波數に於ける電位分布に對して検討を加へた。次に變壓器内部振動を考究

する場合には線輪間の相互誘導を考慮すべきであるか如何かは久しきに渉る問題であるが、非共振変圧器に於て補正容量を決定するに當つても當然發生する問題である爲之に對して實驗的検討を行ひ或程度の解決を與へた。最後に非共振変圧器の設計に當つて線輪の形及び對地靜電容量の測定が問題になるが、變壓器全體を線輪内面を内徑とする圓筒と見做して計算すれば可なる事を述べた。次に非共振變壓器に於ける二次線輪の負荷狀態の一次線輪内電位分布及び電位振動に及ぼす影響に就き検討を加へ並型變壓器と異なる點を明にする事を得た。

### 1. 直列補正法

本法は鳥養博士によつて提案されたる方式で本論の理解に便なる爲、その大要につき略説する。その主旨とする處は擾亂波が變壓器に到來せる場合、線輪の對地分布容量に對する充電電流により發生する電壓降下の不同を單位線輪を適當なる序列と有する蓄電器を以て短絡することによつてその電壓降下を一樣ならしめ對地容量を有せざる場合の電位分布に一致せしめんとするものである。この結果として當然衝擊波に對しては初期電位分布と最終電位分布が一致する爲、其の間で電位振動を發生する事無く、高周波に對しては直線的電位分布を爲す爲、線輪の異常電位傾度、異常電位による焼損を防止せしめ得るものである。即ち變壓器を第3圖に如き等價回路で表す場合その短絡容量を  $C_{sn}$  とすれば任意點に於ける電壓、電流は次の關係式を滿足する。



第3圖 直列補正法等價回路

$$\frac{de}{dy} = \frac{pL}{p^2(C+C_{sn})L+1} i \dots\dots\dots (1)$$

$$\frac{di}{dy} = pC_g e \dots\dots\dots (2)$$

今式(1)を  $y$  につき微分して式(2)を代入すれば

$$\frac{d^2 e}{dy^2} \{p^2(C+C_{sn})L+1\} + p^2L \frac{dC_n}{dy} \frac{de}{dy} = p^2C_g L e \dots\dots\dots (3)$$

上式に於て任意到來波に對して直線的電位分布を得る爲には式(3)に於て

$$e = \frac{v}{l_b} e_0 \quad \text{但し} \quad \begin{cases} l_b : \text{線輪の長さ} \\ e_0 : \text{到來波電位} \end{cases}$$

と置けば

$$p^2L \frac{dC_{sn}}{dy} \frac{e_0}{l_b} = p^2C_g L \frac{y}{l_b} e_0$$

$$\frac{dC_{sn}}{dy} = C_g y$$

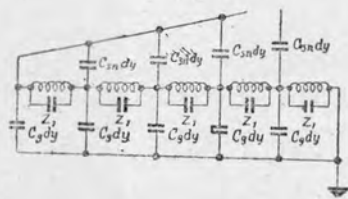
$$\therefore C_{sn} = \frac{1}{2} C_g y^2 + K \dots\dots\dots (4)$$

但し  $K$  は積分常數

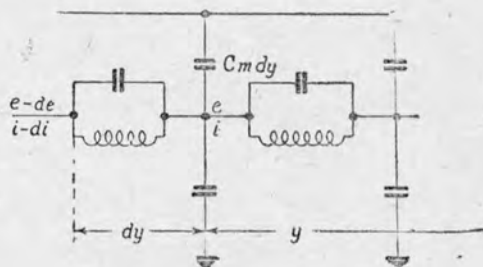
即ち、式(4)の關係を滿足する靜電容量を以て短絡すれば到來波の性質には無關係に直線的電位分布を得る事が出来る。

## 2. 並列補正法

本法は直列法の發表後引續いて米國に於て發達し實用化されたる方式であつて、直列法に於ては線輪の分割數を増加するに従つて加速度的に短絡容量が増



第4圖 並列補正法等價回路



第5圖 並列補正法等價回路

加する爲、静電容量を減少し實施可能な方法として考案せられたものである。然し高壓端子が接地側迄延び絶縁の困難を來たす事は大きな缺點として附隨して來た。即ち、第4圖の如く線輪表面に接地側に進むに従つてその静電容量を減少する遮蔽板を置き單位長の遮蔽板と線輪とよりなる静電容量を  $C_m$  とし、線輪中任意の一點の電位及び電流は第5圖の如き等價回路によつて表し得るものとすれば次の關係式を満足する。

$$\frac{de}{dy} = \frac{pL}{p^2CL+1} i \dots\dots\dots (5)$$

$$\frac{di}{dy} = pC_g e - pC_m (e_0 - e) \dots\dots\dots (6)$$

但し、 $L$  及び  $C$  は線輪單位長當りの誘導係數及び静電容量とす。

式(5)を  $y$  につき微分して式(6)を代入すれば

$$\frac{d^2e}{dy^2} = \frac{pL}{p^2CL+1} \frac{di}{dy} = \frac{pL}{p^2CL+1} \{ pC_g e - pC_m (e_0 - e) \}$$

となり、上式に  $e = \frac{y}{l_b} e_0$  を代入すれば

$$pC_g \frac{y}{l_b} e_0 - pC_m (e_0 - \frac{y}{l_b} e_0) = 0$$

$$C_m = \frac{y}{l_b - y} C_g \dots\dots\dots (7)$$

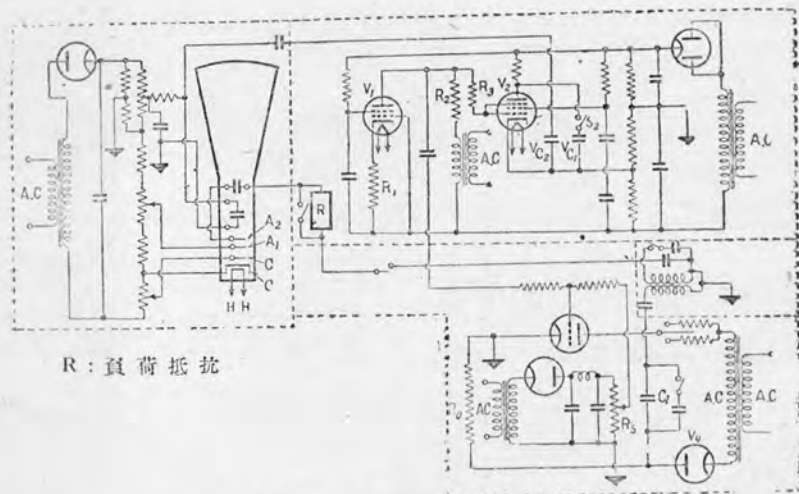
即ち、並列補正法に於ては式(7)が満足する如き序列を有する遮蔽板を用ふれば電位分布は擾亂波の性質に無關係で直線となる事が判る。

### 3 實 驗 方 法

供試變壓器は製造の都合上第1表の如き三種類につき行つた。然しいづれも類似する特性を有する爲著しい結果の相違は無いものと思考せられる。現象はすべて京大式衝擊波直視装置を用ひて觀察した。その結線圖は第6圖に示す如きものである。衝擊波形は標準衝擊波及び長波尾を用ひた。その波形は第7圖  $a$  及び  $b$  に示す如きものである。周期的振動電壓の發生は三極真空管を用ひ、

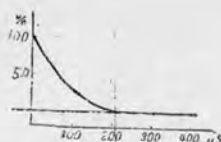
第 1 表

	變 壓 器 1	變 壓 器 2	變 壓 器 3
線輪の数	9	8	9
線輪の捲数	4739回	6900回	3500回
線輪の捲幅	19mm	26mm	4mm
線輪の高さ	30mm	35mm	30mm
層間絶縁	0.1mm グラフ1紙1枚	同左	同左
線輪の對地容量	0.00006 f1	0.00006 $\mu$ fd	0.00004 $\mu$ fd

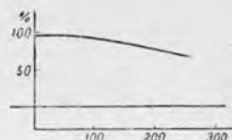


第 6 圖 衝擊波直視装置結線圖

ハートレー氏結線法に従つて非減衰正弦波を發生した。之を變壓器高壓端子に印加し、各タップ電位はブラッ管を用ひて、その波高値を比較した。この場合真空管電壓計を用ひても良いわけであるが測定器の有する對地容量が大なる爲、測定誤差の生ずる事を恐れてブラッ管を用ふる事にした。然し各ブラッ管によつてその靜電容量に著しき差異があることが多く筆者の前半に於て用ひたブラッ管は  $10\mu\text{f}$  以下であつたが、後半に於て使用せるものは  $100\mu\text{f}$  の靜電容量を有し、單位線輪の有する對地靜電容量とその單位に於て等しきも

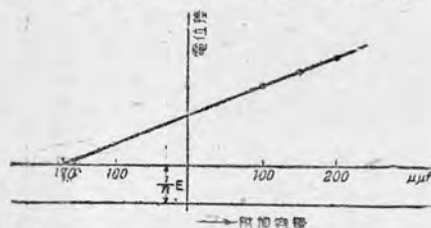


第7圖 a 標準衝撃波



第7圖 d 長波尾衝撃波

のあり、測定電位に誤差を生ずる懸念がある。そこで著者は測定器を接続した爲に生ずる電位分布の變化を測定する爲にブラウン管に並列に既知容量を接続したる場合の電位を測定し、之を曲線に畫いた。即ち第8圖は測定器を $100\mu\text{f}$ とせる場合に既知容量を附加せる場合の線輪1ヶ當りの電位降下を測定し、之



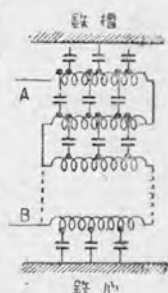
第8圖 測定器の靜電容量と線輪中に於ける電壓降下との關係

を曲線に畫いたもので之が縦軸と交る點が測定器を有せざる場合の電位降下を表し、標準電位降下を以て引かれたる直線との交點は測定器を有せざる場合の等價對地靜電容量を表す。本實驗に於いては

單位線輪の對地靜電容量として  $100\mu\text{f}$  を附加せる場合であるが、圖により明なる如く  $170\mu\text{f}$  の靜電容量を接続せる場合に相當する電位降下がある。故に靜電容量の小なる測定器を用ふる場合には測定器による誤差も著しきもので無い事が判る。尙衝撃波による變壓器内部電位振動の測定では測定器の有する靜電容量の影響は殆んど認められなかつた。尙第1、第2變壓器に於ては對地靜電容量が大なる爲、附加容量を接続しなかつたが第3變壓器に於ては對地靜電容量が小なる爲、鐵心に對する靜電容量として  $100\mu\text{f}$ 、鐵槽に對するそれとして  $50\mu\text{f}$  の靜電容量を附加して實驗を行つた。

## 第1章 變壓器線輪對地靜電容量の測定

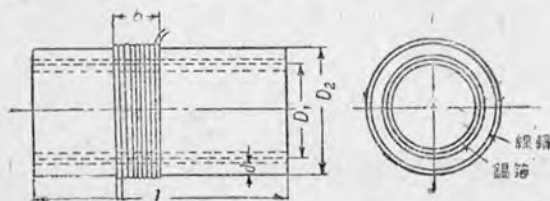
變壓器線輪はその對地容量を線輪の上面と下面とに有し、その間を誘導線輪と靜電容量の並列回路によりて接続せられた回路を以て代表する事が出来る。故に測定に當つては誘導抵抗の影響を除去する如き結線を行ふべきである。その一方法は線輪の捲き始めと終端とを短絡して大地との間の靜電容量を測定するものであるが、第9圖の如き線輪に於ては之を以て誘導作用除去の目的を果す事は困難である。然るに一般に  $\omega L$  の値は  $\frac{1}{\omega C}$  に比較して遙かに小なるため、實測に當つては誘導抵抗の影響は考慮する必要なく、線輪の一端と大地間の靜電容量を測定すれば充分である。次に問題となる事は電線は一般に被覆せられて居る爲、導體間に間隙を有し線輪の幅と導體の占むる面積とに差を有し、その捲数及び被覆の程度が靜電容量に如何なる影響を與ふるかである。これに關して著者は二、三の實驗を行つたが stray field の爲これもさほど嚴密に考慮する必要は無く線輪と同一幅を有する金屬板と考へて差支へない事が判つた。



第9圖  
線輪等價回路

### 1. 實驗方法

一樣に捲かれる線輪の有する靜電容量を測定する爲、第10圖の如き同心に配置せられたるペークライト圓筒の外側圓筒に任意幅の線輪を捲き内側圓筒には



第10圖 測定線輪

$D_1$  : 内圓筒の外徑

$D_2$  : 外圓筒の外徑

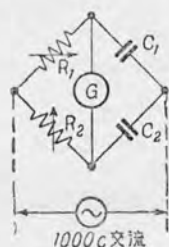
$b$  : 線輪の捲幅

$L$  : 圓筒の長さ

$d$  : 外圓筒の厚さ



一面に錫箔を貼り、これを接地端子とし測定は第11圖の如きブリッジを用ひ標準蓄電器に比較してその静電容量を測定した。尙本實驗に於て線輪を一層に捲きその兩端を短絡した場合と開放した場合を比較したが同一結果を得た。即ち、第9圖の如き線輪に於ては結局A端子或はB端子と大地間の静電容量を測定する事になる爲、直列に接続せられるLの影響を考慮すべきであるが實測値には現れて來なかつ爲今後は之を無視して實驗を進めることにする。



第 11 圖

静電容量測定回路

C<sub>1</sub>: 標準蓄電器C<sub>2</sub>: 測定蓄電器R<sub>1</sub>, R<sub>2</sub>: 可變抵抗

## 2. 線輪と同一幅を有する錫箔による静電容量の測定

線輪の捲き幅と静電容量との關係を調査する爲めに先づ第10圖の如き二種類の圓筒を用ひて線輪と同一幅を有する錫箔の静電容量を測定した。尙圓筒の寸法は次の如きものである。

$$(1) \begin{cases} D_1 = 11.5 \text{ Cm} \\ D_2 = 13 \text{ Cm} \\ L = 44 \text{ Cm} \\ d = 0.5 \text{ Cm} \end{cases} \quad (2) \begin{cases} D_1 = 11.5 \text{ Cm} \\ D_2 = 16 \text{ Cm} \\ L = 44 \text{ Cm} \\ d = 0.5 \text{ Cm} \end{cases}$$

更に周知の如く長さが直径に比較して甚だ長い同心圓筒に於ける静電容量は單位長當り。

$$C = \frac{K}{4.6 \cdot 5 \log_{10} \left( \frac{r_2}{r_1} \right)} 1/9 \times 10^{-11} \text{ farad} \dots \dots \dots (8)$$

但し  $r_1$  = 内圓筒の半径

$r_2$  = 外圓筒の半径

K = 誘電率

となるが、吾々の場合は一般に直径に比して長さは非常に短い場合が多く、上式の儘適用する事は出来ない。併し之と一定の關聯のある事は推察せられる處



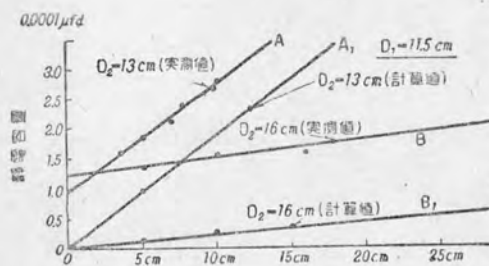
である。即ち圓筒(1)に於て種々の幅を有する錫箔の靜電容量の測定値を記載すれば次の如くなる。

幅 (cm)	靜電容量 ( $\mu f$ )
3.5	0.000160
5.0	0.000185
6.9	0.000214
1.7	0.000240
10.0	0.000280

同様に於て圓筒(2)に於ける測定値は

幅 (Cm)	靜電容量 ( $\mu f$ )
5.0	0.000138
10.0	0.000155
24.5	0.000178

となり、以上の結果を曲線に畫けば第12圖の如くなる、圖に於てAは  $D_2 = 13$  cm の場合の靜電容量、Bは  $D_2 = 16$  cm の場合のそれを示し、 $A_1$ 、 $B_1$  はそれぞれ式(8)によつて計算した結果である。第12圖より明かなる如く計算値と實測値は大體並行して居り實測値は零に於ても或値を有する事が知られる。



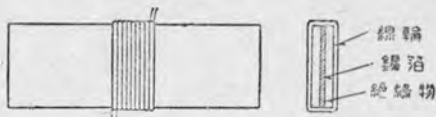
第 12 圖

圓筒に捲き付けられたる錫箔の靜電容量の實測値

### 3. 捲幅一定なる線輪の靜電容量の線種及び捲數による變化

前記錫箔と同一捲幅を有する線輪の靜電容量を種々なる直徑を有する電線に就

いて測定した。第2表は圓筒1に對する結果を示し第3表は圓筒2の場合を示す。以上の結果より同一捲幅を有する場合にはその線種を變へてもその容量値は錫箔の場合と同一となり、線の直徑及び捲数



第13圖 線輪對地容量の測定法

等には影響無きものと思はれる。但し單位面積當りの靜電容量が著しく大なる場合には上記の如き結論は得られず、線間距離の影響を受けるに至る。その一例として第13圖の如き厚さ3mmのベークライト板の間に錫箔を挟みその周圍に電線を捲き付け線輪と錫箔との間の靜電容量を測定したるに第4表の如く同一捲幅に於てもその捲き數に従つて靜電容量が變化する事が知られた。但

第2表

捲幅 (cm)	線の直徑 (mm)	線の直徑 × 捲數	捲數	靜電容量 ( $\mu$ f)
5	0.16	3.49	218	0.000178
5	0.45	3.69	82	0.000185
5	0.64	3.31	52	0.000185
5	1.25	3.88	31	0.000135
10	1.25	6.97	436	0.000230
10	0.16	6.40	100	0.000230
10	1.09	7.40	74	0.000250
10	2.00	7.80	39	0.000293

第3表

捲幅	線の直徑 (mm)	捲數	靜電容量 ( $\mu$ f)
10	0.155	436	0.000160
10	0.450	164	0.000168
10	0.640	100	0.000168
10	2.000	39	0.000168

し斯の如き場合は高壓變壓器に於ては實際に遭遇せざる事である。従つて靜電容量は捲數に無關係に定まるものと見て差支へない。尙上記の如き實測の結果を基礎として決定した補正用短絡容量の補正効果は後節に報告する如く充分の効果を有する。

第 四 表

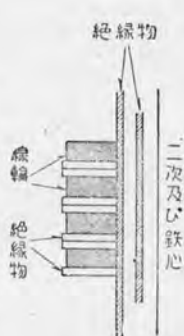
線輪の幅	捲 数	靜電容量( $\mu\text{f}$ )
10	100	0.00040
10	52	0.00039
10	34	0.00037
10	20	0.00029
10	10	0.00023
10	5	0.00018

以上の實驗結果より明かなる如く、變壓器線輪の對地容量の測定は誘導抵抗に比較して分布容量の有するインピーダンスが遙かに大なる爲、誘導抵抗に妨げられる事なく測定し得るものであり、尙線の直徑、絶線物の厚さ等も考慮する必要無く、線輪の幅のみが靜電容量を決定すると見て差支へないやうである。

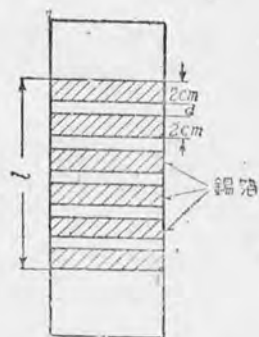
#### 4. 短間隙を以て配置せられたる變壓器線輪群の對地容量

變壓器高壓線輪の配置方法は數種類實施せられて居るが、線輪の對地容量に關しては同様に考察する事が出来る。即ち第14圖の如く一般に線輪は絶線物を介在して、短間隙を以て配置せられ、又絶線の目的から低壓線輪との間には相當の間隙があるものと考へる事が出来る。斯かる線輪群の對地容量は如何なる因子によつて決定せられるかを検討する爲、15圖の如き2cm幅の錫箔を等間隔に張り、それを以て線輪の底面を代表させ、内圓筒との間の靜電容量を測定した。

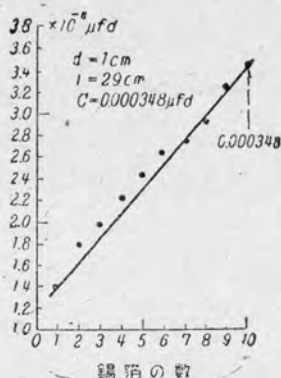
第16圖は1cmの間隙を以て配置された場合の靜電容量を示し、錫箔の数と靜電容量との關係を表はしたものである。第17圖は間隙0.5cmの場合、第18圖は間隙2cmの場合を示す。次に各場合の間隙を錫箔にて埋めた場合の靜電容量を測定した結果0.000348 $\mu\text{f}$ 、0.000328 $\mu\text{f}$ 、0.00039 $\mu\text{f}$ を得



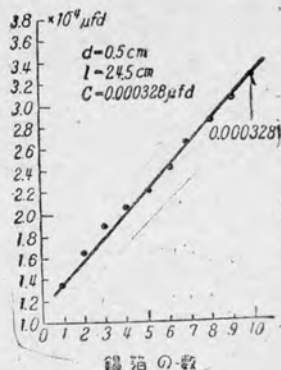
第14圖 變壓器線輪と鉄心との關係



第15圖 線輪群の對地靜電容量の測定法

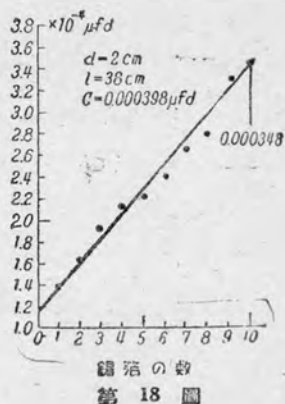


第 16 圖



第 17 圖

た。即ち間隙0.5cm, 1cm では間隙の有無は問題にならず、一面に錫箔を以て覆ふた場合と全く同一であるが2cmに至つて間隙を埋めた場合の方が稍大となる。これより見て線輪群の両端の端効果を除けば中央部分に於ては絶縁間隙を無視して線輪群全長の線輪と考へて取扱つて差支へないものと思ふ。尙両端は端効果の爲、著しく静電容量が大であり電圧分布曲線にも影響する處大なるものがある筈である。



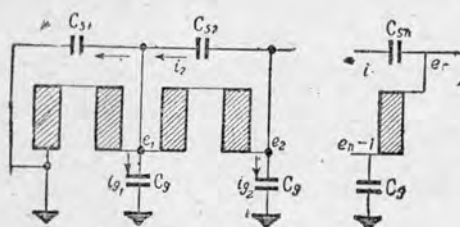
第 18 圖

線輪間の距離と静電容量との關係

## 第2章 變壓器中性點を接地せる場合の補正效果

### 1. 商用變壓器に對する補正容量の検討

著者は對地容量の一樣に分布せる變壓器線輪内電位分布を均等ならしむるべき線輪短絡容量は  $C_{sn} = 1/2 C_g y^2$  なる序列を必要とする事を述べた。然るに商用



第19圖 非共振變壓器等價回路

變壓器の線輪配置に就いて云へ

ば第19圖の如く集中容量  $C_g$  を  $Z$  なるイムピーダンスを以て接続した等價結線を考へる事が出来る爲、この等價結線に従つて  $C_{sn}$  を決定すれば多少その趣を異にする筈であるが、之に就い

ては夙に J. M. Weed<sup>(6)</sup> によつて計算されて居る。即ち適當な  $C_{sn}$  の序列によつて直線的分布を得たものと假定すれば線輪の電流は一定と見る事が出来る爲、第19圖に於て線輪の接続點に於ける電位を  $i_1, i_2, i_3, \dots, i_n$  としその短絡容量を  $C_{s1}, C_{s2}, C_{s3}, \dots, C_{sn}$ 、夫等を通る電流を  $i_{g1}, i_{g2}, \dots, i_{gn}$  とし、對地容量  $C_g$  を通ずる電流を  $i_{g1}, i_{g2}, \dots, i_{gn}$ 、等とする。然らば第一線輪を通ずる電流は線輪電流のみであるから對地容量  $C_g$  による電流の増加は零である。それ故  $i_1 = 0$  と置く事が出来る。従つて  $C_{s1} = 0$  となる。次に  $C_{s2}$  は適當なる序列を得たとすれば  $e_1 = \frac{e_0}{n}$  となる爲

$$i_g = C_g \frac{d e_1}{dt} = C_g \frac{1}{n} \frac{d e_0}{dt} = C_{s2} \frac{d e_0}{dt} \frac{1}{n}$$

(但し  $e_0$  は印加電壓を表はす)

$$\therefore C_{s2} = C_g$$

となる。同様に

$$i_2 = i_1 + C_g \frac{de_2}{dt} = \frac{C_g}{n} \frac{de_0}{dt} + 2 \frac{C_g}{n} \frac{de_0}{dt}$$

$$= \frac{C_g}{n} \frac{de_0}{dt} (1+2) = Cs_2 \frac{de_0}{dt} \frac{1}{n}$$

$$\therefore Cs_2 = (1+2)C_g$$

次に

$$i_3 = i_2 + C_g \frac{de_3}{dt} = \frac{C_g}{n} \frac{de_0}{dt} (1+2) + \frac{C_g}{n} \frac{de_0}{dt}$$

$$= \frac{C_g}{n} \frac{de_0}{dt} (1+2+3) = Cs_3 \frac{de_0}{dt} \frac{1}{n}$$

$$\therefore Cs_3 = C_g (1+2+3)$$

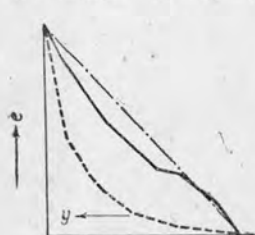
同様にして

$$Cs_n = C_g (1+2+3+\dots+n-1)$$

故に一般に

$$Cs_n = 1/2 C_g n(n-1) \dots \dots \dots (9)$$

となる。之を  $Cs_n = 1/2 C_g n^2$  に比較すれば  $1/2 C_g n$  だけ少く、その短絡容量を減少する事が出来て有効である。然し式(9)は後に述べる如く変圧器線輪に適用する場合には満足なものでは無く、實驗結果より見れば補正不充分である事が知られる。即ち變壓器の如き線輪の對地容量を集中容量と見る處に無理があるものと思ふ。即ち第20圖より第22圖迄の曲線は  $Cs_n = 1/2 C_g n(n-1)$  の序列に



衝撃波

第20圖

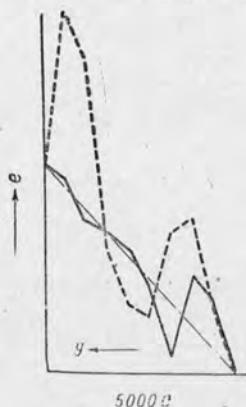
$Cs_n = 1/2 C_g n(n-1)$  による

電位分布

實線 補正後

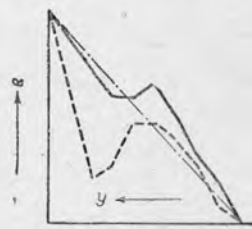
點線 補正前

鎖線 理想線



5000c

第21圖 (第20圖に同じ)



3000c

第22圖

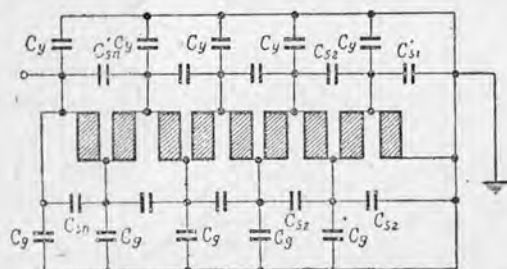
(第20圖に同じ)

従つて補正せる場合の商用變壓器の衝擊波及び周期的振動電壓に於ける電位分布を測定したるもので明かに短絡容量  $C_{sn}$  の不適當なる事を示して居る。

以上の實驗結果より見て、變壓器線輪の大地容量を集中容量と見る事は無理であり一様に分布せられたるものとして計算する事が妥當であるものと思ふ。然し第20圖より第22圖に見る如く  $C_g$  を集中容量と見て計算するもその補正効果は大體から云へば實用上相當の効果があるものと思考せられる。

## 2. 變壓器線輪の對地容量の一樣ならざる場合に對する考察

一般に變壓器二次線輪の大地に對する靜電容量の一樣なる分布は望み難く、最小限度に於て鐵心及び一次線輪に對するものと變壓器鐵槽に對するものとの二種類になる。而もこの二種類の靜電容量は線輪の全長にわたつて交互に接續せられたるもので簡單なる序列によつて補償する事は困難である。然し理論的



第23圖  $C_g$  及び  $C_y$  を別個に補正して重疊せる場合の變壓器等價回路

には第23圖の如く重疊する事によつて目的を達する事が出来る。即ち下記序列による二組の靜電容量にて圖の如く線輪を短絡すれば初期電壓分布は直線的となり振動を完全に防止する事を得べし。

$$\begin{aligned} C_{sn} &= 1/2 C_g y^2 & (C_g: \text{線輪單位長の鐵心に對する靜電容量}) \\ C'_{sn} &= 1/2 C_y y^2 & (C_y: \text{線輪單位長の鐵槽に對する靜電容量}) \end{aligned}$$

然るに上式中  $C_y$   $C_g$  の實際的決定は困難にして今後の研究にまつ處が多い。

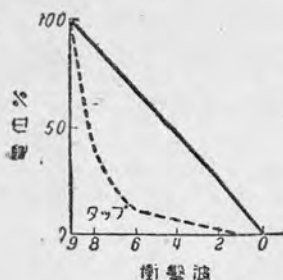
著者は變壓器(1)に於て

$$C_y = 0.000016 \mu\text{fd}$$

$$C_g = 0.000065 \mu\text{fd}$$

として第23圖の如き重疊結線により補償を行へる場合に於ける衝擊波による電

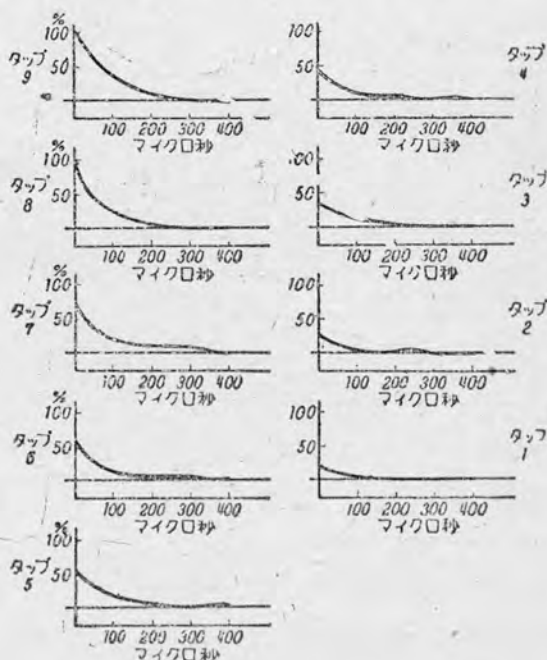
位分布を求めたるに第24圖に示す如く殆んど直線的分布となり完全に補償の目的を達する事を得るものと信ずる。



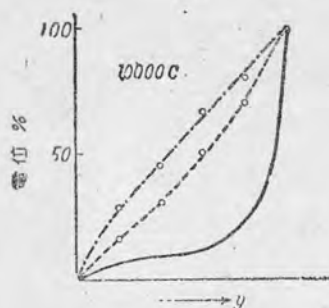
第24圖 第23圖の結線  
に於ける電位分布  
實線：補正後  
點線：補正前

尙その電壓波形は第25圖に示す如く入來波と殆んど同形となりその波頭が直線的に減衰するのみであるがこの場合に於ても多少の低周波振動を伴ふ事が知られる。以上の實驗により變壓器線輪を二群の異なる靜電容量を以て接地されたるものとしその各々について序列を作り之を重疊する事によつて補償を行ふ事を得る事が判つた。次に周期的振動電壓による電壓分布を示せば第26圖より第28圖の如くなり實線は補正前を點線は  $C_g$  のみを補正せるものを示す。この曲線によつて容易に推察し得る事は周波数の高い間は線輪のイムピーダ

第25圖  
 $C_g$  及び  $C_y$  を別  
個に補正して重疊  
せる場合の電位振  
動

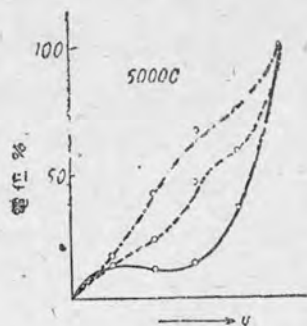




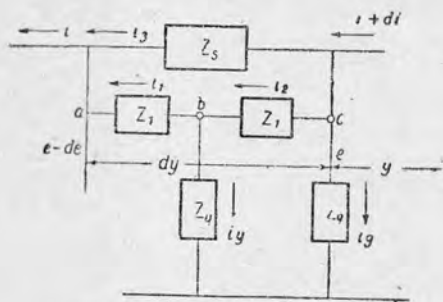


第25圖 電位分布曲線

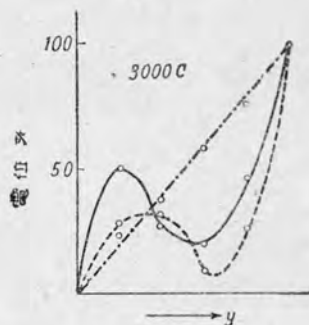
實線：補正前

點線： $C_g$ 點のみ補正せる場合鎖線： $C_g$ 及び $C_y$ を補正して重疊せる場合

第27圖 電位分布曲線



第29圖 直列補正法等價回路



第28圖 電位分布曲線

ンスが高い爲  $C_y$  の影響は無視し得るも周波数の低下するに従つて無視し得ざるに至り、補正効果は不充分になる事である。次に同一變壓器に於て  $C_y$  による對地容量も同時に補正した場合には殆んど完全なる直線的分布を得る事は第26圖から第28圖迄の鎖状曲線によりて明かである。この場合には  $C_y = 0.0000134 \mu f$  として序列を決定したものであるが、尙一層正確なる  $C_g$  及び  $C_y$  の測定によつて完全なる直線的分布を得るものと信ずる。次に  $C_g$  端子のみに就て補正を行ひ補正容量の決定に當つて  $C_y$  による充電電流をも考慮する場合について検討しよう。即ち今線輪の諸常数を次の如きものとすれば第29圖の如き等價回路を得る。

即ち

$C_{sn}$  : 線輪単位長當りの短絡静電容量

$C$  : 線輪単位長當りの線輪の有する静電容量

$C_y$  : 線輪単位長當りの線輪の鐵槽に對する静電容量

$C_g$  : 線輪単位長當りの線輪の鐵心に對する静電容量

$L$  : 線輪単位長當りの線輪の誘導係數

とすれば圖に於てイムピーダンスを  $p$  回路を以て表せば

$$Z_s = \frac{dy}{pC_{sn}}$$

$$Z_1 = \frac{pL}{1+p^2CL} \cdot \frac{dy}{2}$$

$$Z_g = \frac{1}{pC_g dy}$$

$$Z_y = \frac{1}{pC_y dy}$$

となる。今各分路に於ける電流を第29圖の如く考へ點  $C$  の電位を  $e$  とし點  $a$  の電位を  $e-de$  とすれば

$$\frac{de}{dy} dy = i_s Z_s = i_s \frac{dy}{pC_{sn}} \dots\dots\dots (10)$$

$$\frac{di}{dy} dy = pC_g dy e + pC_y dy (e - i_2 Z_1) \dots\dots\dots (11)$$

點  $a$  及び點  $b$  に  $K$  氏法則を當てはめると

$$i_1 - i_2 = -i_y \dots\dots\dots (12)$$

$$i = i_1 + i_s \dots\dots\dots (13)$$

點  $C$  の電位  $e$  は

$$e = Z_1 i_2 + Z_y i_y \dots\dots\dots (14)$$

回路  $abc$  に於ては

$$Z_1 i_1 + Z_1 i_2 = \frac{de}{dy} dy \dots\dots\dots (15)$$

$$\therefore (i_1 + i_2) \frac{pL}{2(1+p^2CL)} = \frac{de}{dy} \dots\dots\dots (16)$$

式 (12) 及び式 (16) より

$$i_y = \frac{1}{Z_y} (e - Z_1 i_2) \dots\dots\dots (17)$$

式 (17) を式 (12) に代入して

$$i_1 - i_2 = -\frac{1}{Z_y} (e - Z_1 i_2) \dots\dots\dots (18)$$

式 (16) より

$$i_1 + i_2 = 2 \frac{1 + p^2 CL}{pL} \frac{de}{dy} \dots\dots\dots (19)$$

故に式 (18) 及び式 (19) より

$$i_2 = \frac{1}{2 + \frac{Z_1}{Z_y}} \left( 2 \frac{1 + p^2 CL}{pL} \frac{de}{dy} + \frac{e}{Z_y} \right) \dots\dots\dots (20)$$

式 (20) を式 (17) に代入して

$$i_y = \frac{1}{Z_y} \left\{ e - \frac{Z_1}{2 + \frac{Z_1}{Z_y}} \left( 2 \frac{1 + p^2 CL}{pL} \frac{de}{dy} + \frac{e}{Z_y} \right) \right\} \dots\dots\dots (21)$$

$$\text{今} \quad \frac{Z_1}{2 + \frac{Z_1}{Z_y}} = A, \quad \frac{1}{2 + \frac{Z_1}{Z_y}} \frac{Z_1}{Z_y} = B \quad \text{即ち} \quad \frac{A}{Z_y} = B$$

と置けば

$$\left. \begin{aligned} i_2 &= 2 \frac{A}{Z_1} \frac{1 + p^2 CL}{pL} \frac{de}{dy} + \frac{A}{Z_y Z_1} e \\ i_y &= \frac{2}{Z_y} - 2 \frac{A}{Z_y} \frac{1 + p^2 CL}{pL} \frac{de}{dy} - \frac{B}{Z_y} e \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (22)$$

式 (13) より

$$\begin{aligned} \frac{di}{dy} dy &= \frac{di_1}{dy} dy + \frac{di_3}{dy} dy \\ &= \frac{di_2}{dy} dy - \frac{di_y}{dy} dy + \frac{di_3}{dy} dy \dots\dots\dots (23) \end{aligned}$$

又式 (10) より

$$i_2 = p C_{en} \frac{de}{dy}$$

$$\therefore \frac{di_2}{dy} = p C_{sn} \frac{d^2 e}{dy^2} + p \frac{dC_{sn}}{dy} \frac{de}{dy} \dots\dots\dots(24)$$

式 (22), 式 (24) を式 (23) に代入して

$$\begin{aligned} \frac{di}{dy} = & \left( \frac{A}{Z_y Z_1} - \frac{1}{Z_y} + \frac{B}{Z_y} \right) \frac{de}{dy} + \left\{ 2A \left( \frac{1}{Z_1} - \frac{1}{Z_y} \right) \frac{1+p^2 CL}{pL} \right. \\ & \left. + p C_{sn} \right\} \frac{d^2 e}{dy^2} + p \frac{dC_{sn}}{dy} \frac{de}{dy} \dots\dots\dots(25) \end{aligned}$$

式 (11) より

$$\frac{di}{dy} = p(C_g + C_y) e - p C_y Z_1 i_2$$

$i_2$  に式 (22) を代入して整理すれば

$$\frac{di}{dy} = p \left\{ C_g + C_y (1+B) \right\} e - 2C_y A \frac{1+p^2 CL}{pL} p \frac{de}{dy} \dots\dots\dots(26)$$

次に適當なる  $C_{sn}$  の序列によつて直線的分布を得たとすれば  $e = \frac{y}{l_b} e_0$  と置く事が出来る。(但し  $l_b$  は線輪の全長,  $e_0$  は印加電壓とする) 従つて

$$\frac{d^2 e}{dy^2} = 0, \quad \frac{de}{dy} = \frac{e_0}{l_b}$$

$$\frac{A}{Z_1} - 1 + B = \frac{1}{2 + \frac{Z_1}{Z_y}} - 1 + \frac{\frac{Z_1}{Z_y}}{2 + \frac{Z_1}{Z_y}} = \frac{1 - 2 - \frac{Z_1}{Z_y} + \frac{Z_1}{Z_y}}{2 + \frac{Z_1}{Z_y}} = -\frac{A}{Z_1}$$

及び  $\frac{1}{Z_y} = p C_y dy$  を式 (25) 式 (26) に代入すれば

$$\begin{aligned} \frac{di}{dy} &= p \left\{ C_g + C_y (1-B) \right\} \frac{y}{l_b} e_0 - 2C_y A \frac{1+p^2 CL}{pL} \frac{1}{l_b} p e_0 \\ &= -\frac{A}{Z_y Z_1} - \frac{1}{l_b} e_0 + p \frac{1}{l_b} \frac{dC_{sn}}{dy} e_0 \\ \frac{dC_{sn}}{dy} &= \left\{ C_g + C_y (1-B) \right\} y + p \left\{ \frac{A}{Z_y Z_1} - 2C_y A \frac{1+p^2 CL}{L} \right\} \end{aligned}$$

然るに上式の2項は零となる爲

$$C_{sn} = \frac{1}{2} \left\{ C_g + C_y (1-B) \right\} y^2 + K \dots\dots\dots(27)$$

となる。Kは積分常數,  $y=0$  に於て  $C_{sn}=0$  の場合には  $K=0$  となる。即ち

$$C_{in} = \frac{1}{2} \left\{ C_g + C_y (1-B) \right\} y^2 \dots \dots \dots (28)$$

となり、式(28)の序列を有する静電容量を以て短絡する場合には到來波の性質に無關係な直線的分布を得ることが出来る。次に上記の場合に於ける電位分布を求める爲に  $e = Y e_0$  (但し  $Y$  が  $y$  の函數) とすれば

$$y^2 \frac{d^2 Y}{dy^2} + 2y \frac{dY}{dy} - 2Y = 0 \dots \dots \dots (29)$$

となり  $Y = Ay$  は明かに式(29)を満足する。次に式(27), (28)に於て  $C_m$  の第2項は  $C_y$  の影響による短絡容量の増加を示すものである。尙  $B$  の値は  $Z_y$ ,  $Z_1$  によつて決定される爲に、到來波の性質によつて任意の値を取り得るものである。即ち矩形波の到來に對しては初期電位分布は  $p = \infty$  の場合に相當する爲

$$B = \left( \frac{\frac{Z_1}{Z_y}}{2 + \frac{Z_1}{Z_y}} \right)_{p \rightarrow \infty} = \frac{\frac{C_y \frac{dy}{2}}{C \frac{dy}{2}}}{2 + \frac{C_y \frac{dy}{2}}{C \frac{dy}{2}}}$$

次に  $\frac{2C}{dy} = C'$ ,  $C_y dy = C'_y$  とすれば  $C'$  及び  $C'_y$  は線輪單位長の有する常數を表す。故に

$$B_{(p \rightarrow \infty)} = \frac{\frac{C'_y}{C'}}{2 + \frac{C'_y}{C'}}$$

$$\text{となり} \quad C_{in} = \frac{1}{2} (C_g + C_y) \left( 1 - \frac{\frac{C'_y}{C'}}{2 + \frac{C'_y}{C'}} \right) y^2$$

なる静電容量によつて短絡すれば直線的電位分布を得る。尙矩形波の場合には最終電位分布は線輪の誘導抵抗のみによつて決定せられる爲直線となり、その間にエネルギーの授受は行はれない爲振動を發生する事は無い。然るに之が波尾を有する場合、例へば到來波が  $e_0 = E e^{-at}$  の如き形を取る場合には  $p \rightarrow \infty$  と

して決定せる補正容量は瞬間にして不足する事になりその間にエネルギーの授受が行はれ振動を發生する。然し雷撃の如き  $a$  が極めて大なる場合、或は極めて小なる場合には初期値との間の差は少く、振動を發生しても極めて僅かである爲危険電位となる事は無い。この振動状態に關しては後節に於て論ずることにする。次に周期的振動電壓の到來せる場合は上記の如く簡單に取扱ふ事は出来ない爲特にこの場合につき検討した。即ちその場合は

$$\left. \begin{aligned} Z_1 = \dot{Z}_1 &= \frac{j\omega L}{1 - \omega^2 CL} \cdot \frac{dy}{2} \\ Z_y = \dot{Z}_y &= -j \frac{1}{\omega C_y} \frac{dy}{dy} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (30)$$

となる爲  $B$  は周波數の函數となる。次に式 (30) によつて式 (29) を書き代へれば

$$C_{sn} = \frac{1}{2} C_g \left( 1 + \frac{2}{2 + \frac{\dot{Z}_1}{\dot{Z}_y}} \frac{C_y}{C_g} \right)^2 \dots\dots\dots (31)$$

となる。式 (31) は周期的振動電壓に於ける補正容量を示すものである。式 (31) に於て  $\frac{2}{2 + \frac{\dot{Z}_1}{\dot{Z}_y}} \frac{C_y}{C_g}$  は  $C_y$  の爲に  $C_g$  のみの場合に比較して増加すべき補正容量の割合を示すものである。従つて吾々はこの項と周波數の關係に就いて検討すれば良い。

今  $L'$ ,  $C'$ , 及び  $C'_g$ ,  $C'_y$  を單位線輪の有する誘導係數、靜電容量及び鐵心、鐵槽に對する靜電容量とすれば

$$\frac{\dot{Z}_1}{\dot{Z}_y} = \frac{-\omega^2 C_y' L'}{1 - \omega^2 C' L'}$$

今  $C_y' = aC'$  と置き、線輪の共振周波數を  $f_0$  とすれば

$$2\pi f_0 = \frac{1}{\sqrt{L'C'}} \quad \text{即ち} \quad \omega^2 C' L' = \left( \frac{f}{f_0} \right)^2 \text{ なるが故に}$$

$$\frac{\dot{Z}_1}{\dot{Z}_y} = \frac{-\left( \frac{f}{f_0} \right)^2 a}{1 - \left( \frac{f}{f_0} \right)^2}$$

$$\therefore \frac{2}{2 + \frac{\dot{Z}_1}{\dot{Z}_y}} \frac{C_y'}{C_g} = \frac{2}{2 - \frac{\left(\frac{f}{f_0}\right)^2 a}{1 - \left(\frac{f}{f_0}\right)^2}} \frac{C_y'}{C_g'} = \frac{1 - \left(\frac{f}{f_0}\right)^2}{1 - \frac{2+a}{2} \left(\frac{f}{f_0}\right)^2} \frac{C_y'}{C_g'} \dots (32)$$

式(32)に於て  $\left(\frac{f}{f_0}\right) = x^2$ ,  $\frac{C_y}{C_g} = a$ ,  $\frac{2+a}{2} = b$  と置けば

$$\frac{2}{2 + \frac{\dot{Z}_1}{\dot{Z}_y}} \frac{C_y}{C_g} = f(x) \frac{1-x^2}{1-bx^2} a \dots (33)$$

となる。式(33)は

$$\begin{array}{ll} x^2 = 1 & f(x) = 0 \\ x^2 = 1/b & f(x) = \pm \infty \\ 1 < x^2 & f(x) > 0 \\ 1/b > x^2 & f(x) < 0 \\ 1/b < x^2 < 1 & f(x) < 0 \end{array}$$

實驗に供せる變壓器線輪の常數を入れば各常數は

$$C_g = 100 \mu\mu f$$

$$C_y = 50 \mu\mu f$$

$$C = 116 \mu\mu f$$

である爲、

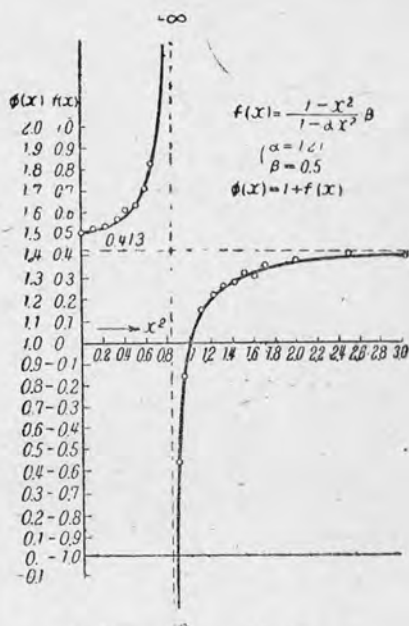
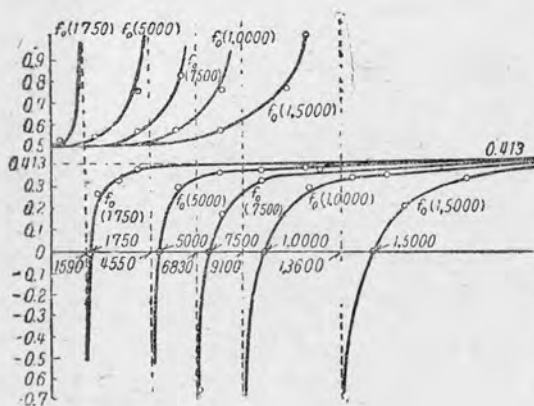
$$a = \frac{C_y}{C_g} = \frac{50}{100} = 0.5$$

$$b = \frac{2+a}{2} = \frac{2+0.5}{2} = 1.25$$

となり、このa, bを用ひて  $x^2$  と  $f(x)$  との關係を求むれば第5表の如くなる。之を曲線に畫けば第30圖となり、 $x^2=0.82$  に於て  $f(x)=\pm\infty$  となりそれ以下に於て次第に減少して0.5に接近する。以上の計算より  $f(x)$  の形を知る事が出來た。次に諸種の  $f_0$  に対して  $f$  を變化せしめた場合につき計算を行つた。その

第五表

$\chi^2$	$f(\chi)$	$\chi^2$	$f(\chi)$
0	0.5	1.0	0
0.1	0.512	1.1	0.143
0.2	0.527	1.2	0.222
0.3	0.55	1.3	0.263
0.4	0.572	1.4	0.290
0.5	0.625	1.5	0.307
0.6	0.714	1.6	0.321
0.7	0.935	1.7	0.33
0.82	$\infty$	2.0	0.352
0.9	0.59	2.5	0.372
0.95	0.15	3.0	0.382
—	—	$\infty$	0.413

第30圖  $f(x) = \frac{1-\chi^2}{1-\alpha\chi^2}$ 

第31圖 補正容量と周波数との関係

結果を第6表に示し其結果を曲線に畫けば第31圖の如くなり、此の結果より見て線輪の同調點附近で不連續點を作り補正效果の不充分な點を生ずる事、並に $f_0$ が大きくなるに従つて不安定なる範圍が廣くなる事が判る。即ちいづれの角度より

見ても線輪の共振點を充分低くとる事が線輪設計上必要な條件であると云へる。尙共振點を1750Cに置いた場合には圖より明かな様に殆んど全周波數に對して



補正容量は一定であり理想的である。然し極めて高周波の場合及び衝撃波に對しては  $f_0 = \infty$  として計算した値でも充分その補正目的を達する事が出来る。

第 六 表

$f_0 = 1.0000 \text{ c}$		$f_0 = 1.5000 \text{ c}$		$f_0 = 1750 \text{ c}$		$f_0 = 5000 \text{ c}$		$f_0 = 7500 \text{ c}$	
f	f(x)	f	f(x)	f	f(x)	f	f(x)	f	f(x)
2000	0.5	4000 <sup>c</sup>	0.5	500	0.512	500	0.5	500	0.501
4000	0.523	6000	0.523	1000	0.555	1000	0.5	1000	0.502
6000	0.553	8000	0.546	1750	1.0	2000	0.52	2000	0.508
8000	0.773	1.0000	0.656	2000	0.261	4000	0.783	4000	0.546
9000	3.65	1.3000	0.36	4000	0.397	5000	0	6000	0.809
10000	0	1.4000	0.13	1.0000	0.419	6000	0.295	7500	0
12000	0.274	1.5000	0	$\infty$	0.413	8000	0.371	8000	0.182
14000	0.355	1.7000	0.26	..	..	1.0000	0.39	1.0000	0.335
16000	0.376	2.0000	0.37	..	..	1.2000	0.4	1.5000	0.389
20000	0.395	2.4000	0.37	..	..	..	..	2.0000	0.401
..	..	3.0000	0.39	..	..	..	..	..	..

### 1, $\frac{C_y}{C_g}$ に對する検討

$\frac{C_y}{C_g}$  によつて補正容量の増加の割合は變化する筈である爲、著者は  $\frac{C_y}{C_g} = \beta$  とし、 $\beta$  の値に對する補正容量の周波數による變化を計算した。但し他の常數は一定とした、尙  $\frac{C_y}{C_g} = \beta$  とすれば  $\alpha = \frac{C_y}{C} = \frac{C_g}{C} \beta$  となる。

第7表は  $f_0 = 5000 \text{ C}$  として種々なる  $\beta$  の値に對する補正容量と周波數との關係を示すものである。之を曲線に畫けば第32圖の如くなり、 $C_y$  が減小するに従つて周波數による變化は少なくなり、同調點附近を除けば殆んど一定となる。以上の結果より線輪の設計に當つては同調點を可及的に低く取る事と  $C_y$  を  $C_g$  に比較して小にする必要のある事が判る。更に衝撃波、高周波電流に對しては式 (31) に於て  $p \rightarrow \infty$  とすれば

$$C_{sn} = \frac{1}{2} \cdot C_y \left( 1 + \frac{2}{2 + \frac{C_y}{C}} \frac{C_y}{C_g} \right) y^2 \dots\dots\dots (34)$$

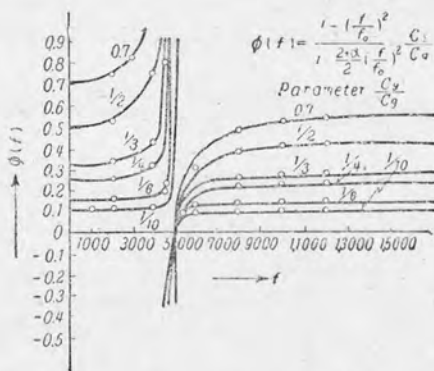
なる序列を得る。

第 七 表

$\beta=0.1$	$a=0.0863$	$\beta=0.14$ $a=0.12$	$\beta=0.25$ $a=0.215$	$\beta=0.7$ $a=0.603$
f	f(x)	f(x)	f(x)	f(x)
2000	0.101	0.142	0.255	0.74
4000	0.108	0.161	0.310	1.5
4500	0.115	0.190	0.465	2.66
5000	0.000	0.000	0.000	0.00
6000	0.873	0.117	0.186	0.353
8000	0.933	0.127	0.212	0.470
1.0000	0.945	0.129	0.219	0.500
1.2000	0.95	0.130	0.221	0.513

第 32 圖

$\frac{C_y}{C_g}$  を変化せる場  
合の補正容量と周  
波数との關係



2.  $a = \frac{C_y}{C}$  による補正容量の變化

$a = \frac{C_y}{C}$  の變化は  $C_{sn}$  に著しき影響を與へるものである。殊に  $\left( \frac{f}{f_0} \right)^2 = \frac{2}{2+a}$  に於ては  $C_{sn} = \pm \infty$  となり補正は全く不可能となるのみならず異常電位傾度を

生ずるものである。上式の物理的意義は次の如く考へることが出来る。即ち前記の如く線輪のインピーダンス  $\dot{Z}_1$  なる並列回路と  $C_y$  が直列に接続されたる場合を考へれば直列共振状態に於ては

$$\frac{\dot{Z}_1}{2} = -\frac{1}{j\omega C_y} = \frac{1}{2} \left( \frac{j\omega L}{1 - \omega^2 CL} \right)$$

となる爲  $\omega^2 CL = \left( \frac{f}{f_0} \right)^2$ ,  $\omega^2 C_y L = \left( \frac{f}{f_0} \right)^2 a$  と置けば上式は

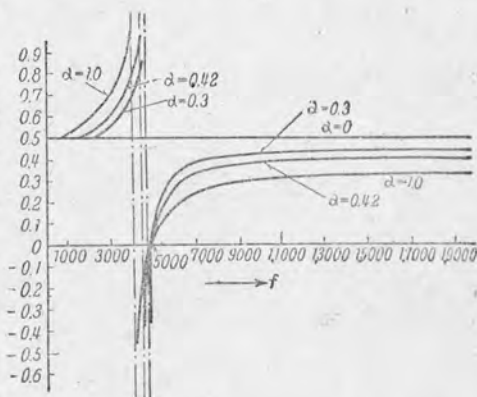
$$\frac{1}{2} \frac{a \left( \frac{f}{f_0} \right)^2}{1 - \left( \frac{f}{f_0} \right)^2} = 1$$

$$\therefore \left( \frac{f}{f_0} \right)^2 = \frac{2}{2+a}$$

第 8 表

f	a=0.29	a=0.6	a=1.0
1000	0.91	0.968	1.635
2000	1.05	1.13	1.18
3000	1.135	1.36	1.74
4000	1.47	3.06	9.09
5000	2.67	5.12	0.266
6000	0.355	0.21	0.0121
7000	0.569	0.39	0.277
8000	0.65	0.47	0.345
9000	0.68	0.51	0.385
1.0000	0.707	0.538	0.412
1.1000	0.72	0.556	0.435
1.2000	0.73	0.562	0.445
1.3000	0.742	0.578	0.451
1.4000	0.746	0.585	0.458
1.5000	0.748	0.592	0.463
1.6000	0.755	0.595	0.467
1.7000	0.757	0.598	0.473
1.8000	0.75	0.603	0.475
1.9000	0.760	0.604	0.477

となり、 $C_{in}$  の無限大となる周波数は線輪の  $\dot{Z}_1$  回路と  $C_y$  との直列共振状態になつた場合を示すことが判る。今  $a=0, 0.3, 0.42, 1.0$  なる場合に就て  $f_0 = 5000C$  に於

第 33 圖 補正容量の  $a = \frac{C_g}{C}$  による變化

ける周波数  $f$  と  $f(x)$  との關係を  $C_y/C_g$  を一定とし計算すれば第 8 表の如くなり

之を曲線に畫けば第33圖の如くなる。即ち  $C$  に比較して  $C_g$  が増大するに従つて線輪の共振周波數と不連續點との開きは大となり益々補正困難となる。従つてこの點より考へても  $C_y$  は可及的に小なる如くに設計する必要がある。

### 3. $C_{sn}$ の過不足によつて生ずる電壓分布及び電位振動

非共振變壓器に於て  $C_g$ ,  $C_y$  並びに短絡容量  $C_{sn}$  を有する場合の電壓分布は

$$C_{sn} \frac{d^2 Y}{dy^2} + \frac{dC_n}{dy} \frac{dY}{dy} - \{C_g + C_y(1-B)\} Y = 0 \dots\dots\dots (35)$$

によりて決定せられる。然るに式 (27)(28) より  $C_{sn}$  は  $p$  の函數であるが、その周波數の極めて大なる場合、或は衝擊波に對しては  $\frac{Z_1}{Z_y}$  は  $\frac{C}{C_y}$  と見る事が出来るから

$$C_{sn} = \frac{1}{2} C_g \left( 1 + \frac{2}{2 + \frac{C_y}{C}} \cdot \frac{C_y}{C_g} \right)$$

とする事が出来る爲にこの補正容量を以て線輪を短絡する場合に發生する電位分布を検討する爲に之を式 (35) に代入すれば

$$\begin{aligned} & \frac{1}{2} C_g \left( 1 + \frac{2}{2 + \frac{C_y}{C}} \cdot \frac{C_y}{C_g} \right) y^2 \frac{d^2 Y}{dy^2} + C_g \left( 1 + \frac{2}{2 + \frac{C_y}{C}} \cdot \frac{C_y}{C_g} \right) y \frac{dY}{dy} \\ & - \{C_g + C_y(1-B)\} Y = 0 \\ \therefore y^2 \frac{d^2 Y}{dy^2} + 2y \frac{dY}{dy} - 2 \frac{1 + (1-B) \frac{C_y}{C_g}}{1 + \frac{2}{2 + \frac{C_y}{C}} \cdot \frac{C_y}{C_g}} Y = 0 \dots\dots\dots (36) \end{aligned}$$

となる。今

$$\frac{1 + (1-B) \frac{C_y}{C_g}}{1 + \frac{2}{2 + \frac{C_y}{C}} \cdot \frac{C_y}{C_g}} = n \dots\dots\dots (37)$$

とすれば  $n$  は  $p$  の函數である.  $n$  を式 (35) に代入すれば

$$y^2 \frac{d^2 Y}{dy^2} + 2y \frac{dY}{dy} - 2nY = 0$$

となる. 次に  $Y = y^m$  を代入すれば

$$m(m-1) + m - 2n = 0$$

$$m^2 + m - 2n = 0$$

$$\therefore m = \frac{-1}{2} (-1 \pm \sqrt{1+8n})$$

$m$  の根は正及び負の二根となるが負の根は  $y=0$  に於て  $Y=0$  であるが爲本式を満足させず. 依つて正のみを取る事とする. 然らば  $Y$  の一般解は

$$Y = Ay^m$$

となる. 次に

$$-\frac{1}{2} + \frac{\sqrt{1+8n}}{2} = f(n) \quad \text{とすれば}$$

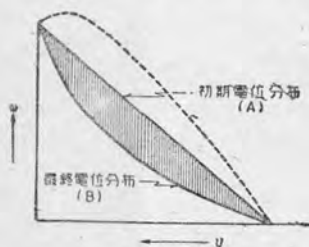
$$n > 1 \quad f(n) > 1$$

$$n = 1 \quad f(n) = 1$$

$$n < 1 \quad f(n) < 1$$

となり  $f(n) < 1$  の時には上方に彎曲せる曲線となり  $f(n) > 1$  の時には下方に彎曲せる曲線となる. 然るに  $m$  は  $p$  の函數である爲その初期値と定常状態とではその値を異にする. 著者の場合にはその補正容量と初期値を満足する如く選んだ爲初期に於てはその電位分布は常に  $Y = Ay$  となる筈である. 尙矩形波或は長波尾衝撃波の到來せる場合には前述の如く定常状態に於てはその電位分布は誘導抵抗のみによつて決定せられる爲  $Y = Ay$  と

見る事が出来る爲, その間にエネルギーの授受なく振動は發生しない. 然るに比較的短波尾を有する衝撃波に於ては定常状態に於ける電位分布は  $n > 1$  となる爲  $f(n) > 1$  となり下方に彎曲した曲線となる. 故に振動は第34圖のA曲線とB曲線とのエネルギーの差によつて生ずるものである. この振幅は  $a$  が次第に小さくなる程大になるものであるがそれと同時に誘



第34圖

短波尾衝撃波による電位振動

導抵抗も減少する爲無限に増大する事なく、一定點で最高となり再び減少する事が判る。然し、かゝる原因による振動は極めて少く、著者の實驗結果に於ても僅かに認め得る程度である。即ちこの作用の最も著しいのは周期的振動電壓であつて、その場合には  $n > 0$  の他に  $n < 0$  の場合が発生する。即ち  $n < 0$  の場合には  $m$  は複素數となる爲

$$Y = A_y \frac{1}{2} \left( -1 + j\sqrt{-(1+8n)} \right) \quad \text{となる。}$$

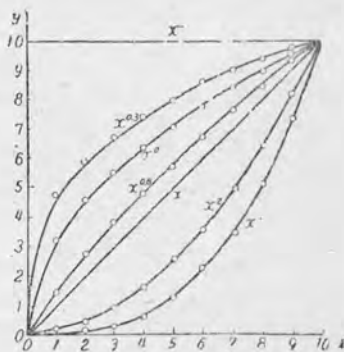
之を書き替へれば

$$\begin{aligned} Y &= A_y \frac{1}{2} \left( -1 + j\sqrt{-(1+8n)} \right) \log y \\ &= A_y \left( -\frac{1}{2} \log y + \frac{j}{2} \sqrt{-(1+8n)} \log y \right) \end{aligned}$$

今  $\log y = u$  と置けば

$$Y = A_y \left( -\frac{1}{2} n + \frac{j}{2} \sqrt{-(1+8n)} n \right)$$

上式は  $2\pi/\sqrt{-(1+8n)}$  なる波長を有しその波高値が  $A_y e^{-\frac{1}{2}n}$  なる値を有する正弦波を示すものである。従つて  $n < 0$  の場合にはその電位分布は振動的となるもその範圍は極めて少く考慮するに足らぬ程である。然しかゝる振動的分布を生ずることは注目し値する。第35圖は  $Y = y^m$  を畫きたる曲線である。此等曲線より  $m$  の値による電位分布の變化が知られる。尙第31圖より明なる如く到來波の周波數が線輪の共振周波數に近接するに従つて  $C_{sn}$  の値は減少し共振周波數附近に於て急激に増加する。更に周波數を減少すれば  $C_{sn}$  は次第に減少する爲周波數が無大となる場合に就いて決定した  $C_{sn}$  は共振周波數附近に於て補正過剰となり、上方に突出せる曲線となる、共振周波數以下に於ては  $C_{sn}$  は再び不足状態となりその電位分布は下方に彎曲する。然し實際問題として



第 35 圖  $y = x^m$  曲線

は相互誘導の影響等により理論式と多少一致せざる事がある。然し衝撃波及び極めて高周波の場合には相互誘導作用は少く理論式による序列と實驗結果とは全く一致する。次に實際問題として  $C_{sn}$  の過不足による電圧分布の不整をどの程度まで許容し得るかを計算及び實驗によつて研究しよう。 $C_g$  或は  $C_y$  の測定誤差による電位分布の變動は式 (36) の  $n$  の値に左右せられるものである事は既に述べた。今實測によつて求めた  $C_g$  及び  $C_y$  の値を  $C_g'$ ,  $C_y'$  とすれば、式 (36) に於て

$$n = \frac{C_g(1 + (1-B)\frac{C_y}{C_g})}{C_g'(1 + (1-B)\frac{C_y'}{C_g'})}$$

となる。簡單な爲  $C_y' = 0$ ,  $C_y = 0$  として  $C_g$  の測定誤差による電圧分布の差異を計算すれば

$$n = \frac{C_g}{C_g'}$$

なるが故に電位分布曲線は

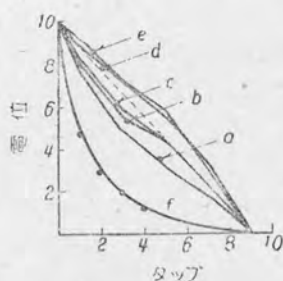
$$Y = Ay^m$$

$$m = \frac{-1 \pm \sqrt{1 + 8 \frac{C_g'}{C_g}}}{2}$$

となる。今  $\frac{C_g}{C_g'}$  と  $m$  との関係を數値によつて示せば第9表の如くなる。即ち測

第9表

$\frac{C_g}{C_g'}$	$m$
0.4	0.525
0.5	0.62
0.8	0.86
1	1
1.5	1.3
2.0	1.56
3.0	2.0

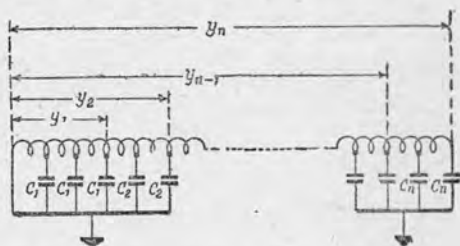
第36圖  $C_g$  値の測定誤差による電位分布の變化

- a :  $C_g = 300 \mu f$  とせる場合  
 b :  $C_g = 200 \mu f$    〃  
 c :  $C_g = 100 \mu f$    〃  
 d :  $C_g = 60 \mu f$    〃  
 e :  $C_g = 50 \mu f$    〃  
 f :  $C_g = 30 \mu f$    〃

定値が真値の 0.4 倍乃至 3 倍の間に變化するもその電壓分布曲線は第 35 圖の  $x^{0.5}$  及び  $x^2$  曲線の間に存在して充分補正の目的を達する事が判る。著者は更に實驗によつて  $C_g$  の測定誤差の電位分布に及ぼす影響を調査した。第 36 圖は  $C_{gn}$  の序列を  $C_g = 80 \mu\text{f}$  として計算し、 $C_g$  を變化せしめた場合の電位分布曲線である。即ち曲線の a, b, c, d, e, は夫々  $C_g = 300 \mu\text{f}$ ,  $200 \mu\text{f}$ ,  $100 \mu\text{f}$ ,  $60 \mu\text{f}$ ,  $50 \mu\text{f}$  とせる場合の電壓分布を示すものである。之等の實驗より見ても  $C_g$  の測定はそれ程嚴密に行ふ必要のない事が首肯せられる。

#### 4. $C_g$ の値を異にせる線輪を直列に接續せる場合 の $C_{sn}$ の決定

今第 37 圖の如く一様に捲かれたる變壓器線輪に於て接地點より  $y = y_1$  迄の  $C_g = C_1$  とし  $y = y_1$  及び  $y = y_2$  間の  $C_g = C_2$  とし順次  $C_g$  の値を變化し  $y = y_{n-1}$  及び  $y = y_n$  間の  $C_g = C_n$  なる如き變壓器一次線輪に就いて考へる。この場合適當なる補正により直線的分布を得たとする。然る時  $y_1$  點の電流は到來波の電壓を  $e_0$  とし線輪の長さを  $l_b$  とすれば



第 37 圖 對地靜電容量を次第に變化する變壓器の等價回路

$$i_y = \frac{1}{l_b} \frac{de_0}{dt} C_1 \int_0^{y_1} y dy + i_c$$

但し  $i_c$  は線輪中を通ずる電流とする。従つて上式は

$$i_y = \frac{1}{l_b} \frac{de_0}{dt} C_1 \frac{1}{2} y_1^2 + i_c$$

となる。次に  $y_1, y_2$  間の任意の點に於ける電流は  $y_1$  點の補正容量を通ずる電流を  $i_{y1}$  とすれば

$$i_y = i_{y1} + \int_{y_1}^y \frac{1}{l_b} \frac{de_0}{dt} C_2 y dy + i_c$$



$$\therefore i = \frac{1}{l_b} \frac{de_0}{dt} - \frac{1}{2} (C_1 y_1^2 + C_2 y^2 - C_2 y_1^2) + i_c = i_{y_2} + i_c \dots \dots (38)$$

次に  $y_2$  點の補正容量を通ずる電流を  $i_{y_2}$  とすれば直線的電壓分布を得た場合を考ふるには線輪中の降下電壓が  $\frac{e_0}{l_b}$  になる如き  $C_{sn}$  の値を決定すれば良い。即ち  $y=y_1$  及び  $y_3$  間の  $C_{sn}$  は次の式より算定せられる。

$$i_{y_2} = \frac{1}{l_b} C_{sn} \frac{de_0}{dt}$$

之を式 (38) に代入すれば

$$C_{sn} = \frac{1}{2} (C_2 y^2 + C_1 y_1^2 - C_2 y_1^2)$$

となる。

同様にして  $y_2$   $y_3$  間の  $C_{sn}$  は  $C_{sn} = 1/2 (C_3 y^2 + C_1 y_1^2 + C_2 y_2^2 - C_2 y_1^2 - C_3 y_2^2)$ 。

となり、一般に  $y=y_n$ ,  $y_{n-1}$  間の  $C_g=C_n$  とすれば

$$C_{sn} = 1/2 \{ (C_n y^2 + y_{n-1}^2 C_{n-1} + y_{n-2}^2 C_{n-2} + \dots + y_2^2 C_2 + y_1^2 C_1) - (y_{n-1}^2 C_n + y_{n-2}^2 C_{n-1} + \dots + y_2^2 C_3 + y_1^2 C_2) \} \dots \dots (39)$$

となる。これより  $C_g$  の順次變化せる線輪を直列に接続せる如き變壓器の補正容量の序列を決定する事を得るのである。

## 實 例

1. この一例として變壓器二次線輪の配置より當然發生する第一線輪の補正不十分は上式の序列により解決する事が出来る。即ち  $\frac{1}{2} C_g y^2$  の序列によつて電壓分布を直線的ならしめた場合に  $C_{sn}$  の兩端に掛る電壓と  $C_{s(n-1)}$  の夫れとは等しく第1線輪には第2線輪以下の印加電壓の2倍の負荷が掛る結果となる。かかる現象の原因は第2線輪以下の線輪で於ては二個の線輪を以て大地容量  $C_g$  を負擔せるに反し第1線輪のみ1個の線輪を以て負擔せるためにして上述  $C_g$  の増加せる場合に相當するものである。即ち  $C_n = 2C_g$  の場合に相當する。それ故式 (39) に於て  $C_{n-1} = C_g$ ,  $C_n = 2C_g$  と置けば第1線輪の短絡容量  $C_{sn}$  は

$$C_{sn} = 1/2 (2C_g y_{n-1}^2 + C_g y_{n-1}^2 - 2C_g y_{n-1}^2) \times 2$$

$$= C_g (2y_{n-1/2}^2 - y_{n-1}^2) \dots\dots\dots (40)$$

2. 第1線輪及び最終線輪に過電圧状態が発生する場合には最終線輪の短絡容量  $C_1 = 2C_g$  と置き (39) 式を變形すれば

$$C_{s1} = 1/2 \cdot 2C_g = C_g \dots\dots\dots (41)$$

となり第1線輪を除く他の線輪の短絡容量  $C_{sy}$  は

$$\begin{aligned} C_{sy} &= 1/2 (C_g y^2 + 2C_g - C_g) \\ &= 1/2 C_g (y^2 + 1) \dots\dots\dots (42) \end{aligned}$$

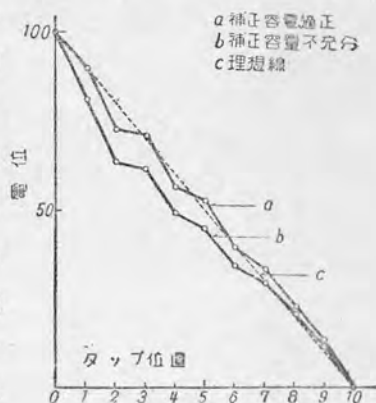
第1線輪の短絡容量  $C_{sn}$  は

$$\begin{aligned} C_{sn} &= 1/2 (2C_g y_{n-1/2}^2 + 2C_g + C_g y_{n-1}^2 - C_g - 2C_g y_{n-1}^2) \times 2 \\ &= C_g (2y_{n-1/2}^2 - y_{n-1}^2 + 1) \dots\dots\dots (43) \end{aligned}$$

3. 最終線輪のみに過電圧の印加せられる場合には (2) 例の  $C_{s1}$  及び  $C_{sy}$  の値を採用する事を得るものである。以上の結果は變壓器二次線輪の分割數の多い場合には差程問題にならないが比較的小數に分割せられた場合は考慮する必要がある。尙鐵槽及び鐵心に對する靜電容量  $C_g$  及び  $C_y$  を交互に接續せられたる回路に於ける補正に就いては既に述べたが計器用變壓器及び試験用變壓器の如く階段的な接線を施された變壓器に於ては式(39)による序列を適用する事を必要とするものである。第38圖は第1線輪の1ケの場合、上記の如き考慮を拂つた場合と然らざる場合に就いて行つた實驗結果である。即ち筆者の實驗に供せる變壓器は線輪9ケを有し交互に  $C_g$  を接續したものである爲第1線輪の短絡容量は一般には

$$C_{sn} = 1/2 C_g n^2$$

より  $n=5$  と見る事が出来るから  $n=5$  とすれば



第38圖 第1線輪の補正容量値の過不足が電位分布に及ぼす影響

$$C_{sn} = 1/2 \cdot 5^2 \cdot C_g = 12.5 C_g$$

となる。これを式(41)によつて計算すれば

$$C_{sn}' = C_y (2y_{n-1/2}^2 - y_{n-1}^2),$$

$$\text{今 } y_{n-1/2} = 4.5$$

$$y_{n-1} = 4$$

を代入すれば

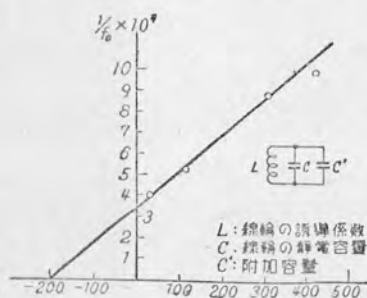
$$C_{sn}' = C_g(2 \times 20 - 16) = 24C_g$$

となる。第38圖のa曲線は $C_{sn}$ による補正結果でありb曲線は $C_{sn}'$ によるもので前者は短絡容量未だ不充分である事が知られる。

## 5. 實驗結果

### 1. 供試變壓器常數の測定

著者は $C_g$ 及び $C_y$ を同時に有する變壓器の特性を研究する爲に $C_g = 100 \mu\text{f}$ ,  $C_y = 50 \mu\text{f}$ の靜電容量と附加して實驗と行ひ、尙計算の必要上、變壓器線輪の同調周波數並びに誘導係數、分布容量等の測定を行つた。誘導係數の測定は交流



第39圖 線輪の靜電容量の測定結果

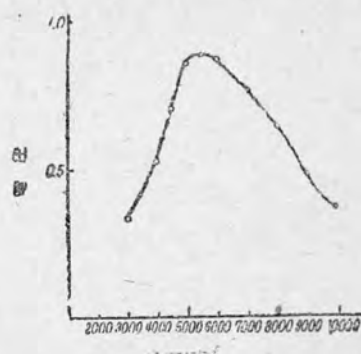
ブリッジを用ひて標準器と比較して $L = 4.12H$ なる値を得た。分布容量の測定はそのまゝでは測定困難である爲、線輪に並列に靜電容量を接続し、その都度同調周波數を求めてその兩者の關係を曲線に畫いた。

その結果は第39圖に示す如くなり、これが横軸と交る點が線輪の靜電容量と端

子靜電容量との和を表はすものである。尙ほ端子靜電容量は $30 \mu\text{f}$ であるから、線輪の有する分布容量は $C = 203 - 30 = 173 \mu\text{f}$ となる。これより同調周波數を求むれば

$$f = \frac{1}{2\pi\sqrt{LC}} = \frac{1 \times 10^8}{2\pi\sqrt{4.12 \cdot 1.73}} = 6000 \text{ C}$$

となる。次に線輪を共振器に對して疎結合と爲しその誘起電壓を測定してその同調周波数を求めた。その結果は第41圖の如くなり  $f = 5500\text{C}$  附近に同調周波数のある事を示して居る。之は端子静電容量と包含した場合の計算結果とよく一致して居る爲、線輪自體の同調周波数は、 $f = 6000\text{C}$  附近にあるものと見て差支へ無い。



第40圖 線輪の共振曲線

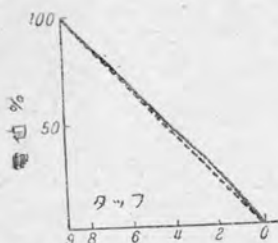
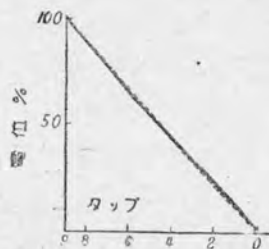
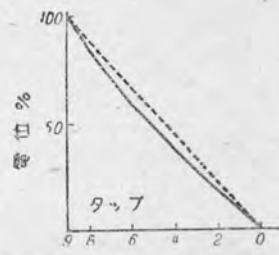
## 2. 電壓分布曲線及び補正効果

上記の如き變壓器に衝撃波及び高周波振動電壓を印加せる場合の電壓分布は第44圖より第48圖に至る點線の如くなるが、これは式(34)に従つて周波数無限大として計算せる補正容量で短絡した場合の電壓分布を求めた。即ち補正容量は式(34)に變壓器線輪の常數

$$C = 173 \mu\text{f}$$

$$C_y = 50 \mu\text{f}$$

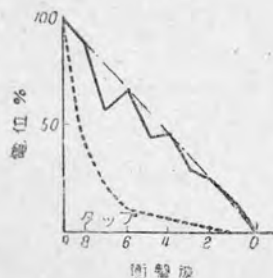
$$C_g = 100 \mu\text{f}$$

第41圖  $C_{sn}=1.4C_g$ とせる場合の電位分布第42圖  $C_{sn}=1.3C_g$ とせる場合の電位分布第43圖  $C_{sn}=1.2C_g$ とせる場合の電位分布

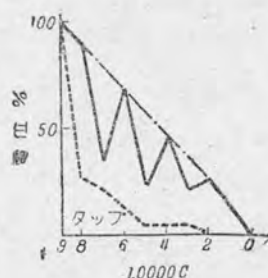
を代入すれば

$$C_{sn} = 1/2 C_g (1 + 0.425) y^2$$

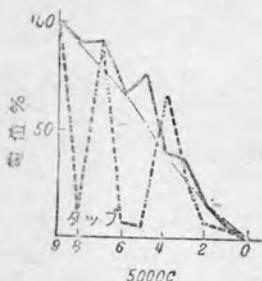
を得る。著者はこの結果を確認する爲に  $C_{sn} = 1.4C_g, 1.3C_g, 1.0C_g$  に就いて



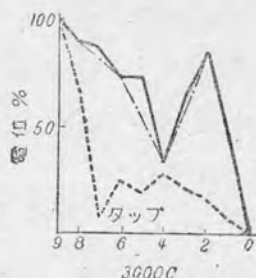
第44圖 電位分布曲線



第45圖 //



第46圖 //



第47圖 //



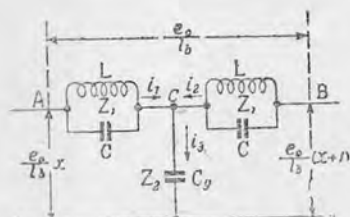
第48圖 //

衝撃波に於ける電圧分布曲線を求めた處その曲線は第39圖、第40圖、第41圖の如くなり、 $C_{sn} = 1.3C_g$  が最も適當である事を認めた。第44圖より第48圖迄の實線は  $C_{sn} = 1.3C_g$  に於ける衝撃波及び1,000C乃至2000Cの電圧分布、鎖線は變壓器線輪の  $C_g$  端子の電圧を示す。これより見れば  $C_g$  端子の電位は1,000Cに於ては理想線より低く、線輪の共振周波數より高い事を示し、5000Cでは高くなり、線輪の共振周波數より低い事を示して居る。即ち線輪の共振周波數は1,000Cと5000Cの間にある。その補正効果も計算によつて求めた如く共振周波數附近より低い周波數に於ては補正容量不足となり下方に彎曲せる曲線となり共振周波數より高い周波數に於ては過剰となり上方に彎曲せる曲線となる。

3000C 以下に於ては相互誘導作用等の爲多少振動的となつて居るが大體に於て  $C_{sn}=1.3C_g$  なる序列を以て補正を行つてもその電圧分布は全周波數に對して満足すべきものである事が知られる。第49圖は衝擊波を印加せる場合の各タップに於ける電壓波形を補正前と補正後に就いてブラウン管によつて撮影せるものである。

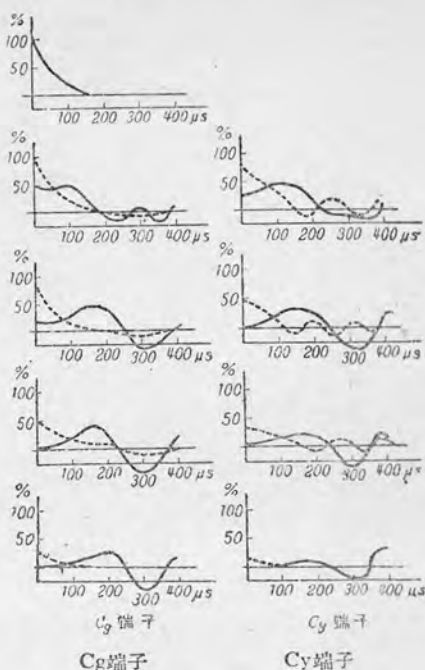
## 6. $C_g$ 點のみを補正し $C_y$ 點の補正を無視 せる場合に發生す る異常電位傾度及 び電位振動

第49圖の電壓波形より明かな如く補正後に於ても  $C_y$  點の電位振動は抑制せられて居ない事が判る。殊に高周波振動の到來せる場合には鐵槽に對す



第50圖 線輪中に於ける電位振動の等價回路

電位を考察するに當つては線輪の等價回路を第50圖の如く考へる事が出来る。圖に於て



第49圖 衝擊波による内部電位振動

實線：補正前  
点線：補正後

る静電容量  $C_y$  の充電電流の爲、線輪中の電位降下は  $+\infty$  より  $-\infty$  迄變化する爲、

$C_y$  點の電位は  $0 \sim \infty$  の間を往復し危險電位を發生する事がある。以下之等の電位振動及び異常電位傾度につき検討しよう。

即ち補正點は適當なる補正容量によつて補正し得る事は既に明かとなつた爲  $C_y$  點の

L : 單位線輪の誘導係數

C : 單位線輪の靜電容量

とし A 點の電位を  $e_0 x/l_b$ , B 點の電位を  $e_0 x/l_b + \frac{e_0}{l_b}$  各同路の電流を圖の如きものとすれば K 氏法則によつて次の關係式を得る.

$$i_s = i_1 + i_2 \dots\dots\dots (44)$$

$$i_1 Z_1 + i_3 Z_2 = e_0 \frac{x}{l_b} \dots\dots\dots (45)$$

$$i_2 Z_1 + i_3 Z_2 = e_0 \frac{x}{l_b} + e_0 \frac{1}{l_b} \dots\dots\dots (46)$$

式 (45) 及び式 (46) より

$$Z_1 (i_1 + i_2) + 2 i_3 Z_2 = 2 e_0 \frac{x}{l_b} + e_0 \frac{1}{l_b} \dots\dots\dots (47)$$

式 (44) の兩邊に  $Z_1$  を乘じ式 (47) に代入すれば

$$\begin{aligned} Z_1 i_3 + 2 i_3 Z_2 &= 2 e_0 \frac{x}{l_b} + e_0 \frac{1}{l_b} \\ \therefore i_3 Z_2 &= \frac{Z_2}{Z_1 + 2 Z_2} \cdot \frac{e_0}{l_b} (2x + 1) \dots\dots\dots (48) \end{aligned}$$

今式 (48) に

$$Z_2 = \frac{1}{p C_y} \quad Z_1 = \frac{p L}{2(1 + p^2 C L)}$$

を代入すれば  $C_y$  點の電位  $e_y$  は

$$\begin{aligned} e_y &= \frac{\frac{1}{p C_y}}{\frac{p L}{2(1 + p^2 C L)} + 2 \cdot \frac{1}{p C_y}} \cdot \frac{e_0}{l_b} (2x + 1) \\ &= \frac{2(1 + p^2 C L)}{4 + p^2(4C + C_y)L} \cdot \frac{e_0}{l_b} (2x + 1) \dots\dots\dots (49) \end{aligned}$$

式 (49) は  $C_y$  點の電位振動を示すものであるが  $e_0$  は最も苛酷なる場合を考察し

矩形波とする. 然らばその振動数は  $\frac{2}{2\pi \sqrt{L(4C + C_y)}}$  にして  $\frac{1}{2} \cdot \frac{C_y}{4C + C_y}$

$\frac{e_0}{l_b} (2x + 1)$  なる振幅を有する振動を爲す事が判る. 即ち

$$e_y = \frac{e_0}{2l_b} (2x + 1) \left(1 - \frac{C_y}{4C + C_y} \cdot \cos \omega t\right) \dots\dots\dots (49')$$

$$\text{但し } \omega = \frac{1}{\sqrt{L\left(C + \frac{C_y}{4}\right)}}$$

となり、 $C_y = 0$  なる場合の電位  $e_y$  を中心にして  $\{C_y/(4C + C_y)\}e_y$  を振幅とせる振動を爲す事を示し、その振動数は線輪の固有振動数より僅かに少ないものである事が判る。次に高周波振動電圧の到来せる場合の  $C_y$  點の電位は式(48)に於て

$$Z_2 = \dot{Z}_2 = \frac{1}{i\omega C_y}$$

$$Z_1 = \dot{Z}_1 = \frac{i\omega L}{2(1 - \omega^2 CL)}$$

とすれば  $C_y$  點の電位は

$$i_b \dot{Z}_2 = \frac{\dot{Z}_2}{\dot{Z}_1 + 2\dot{Z}_2} \cdot \frac{e_0}{l_b} (2x + 1)$$

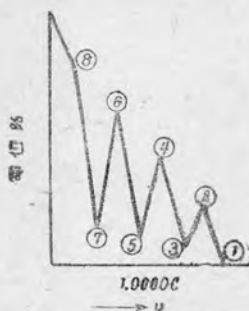
となる。電位分布が完全なる直線になつた場合の  $C$  點の電位を

$$\frac{e_0}{l_b} x + \frac{e_0}{2l_b}$$

とし、任意電位との比を  $R$  で表せば

$$R = \frac{1}{2} \frac{\dot{Z}_1 + 2\dot{Z}_2}{\dot{Z}_2} = \frac{1}{2} \frac{\dot{Z}_1}{\dot{Z}_2} + 1 = \frac{1}{2} \frac{\dot{Z}_1}{\dot{Z}_2} + 1$$

$$= \frac{1}{2} \frac{\omega^2 C_y L}{\omega^2 CL - 1} + 1 \dots\dots\dots (50)$$



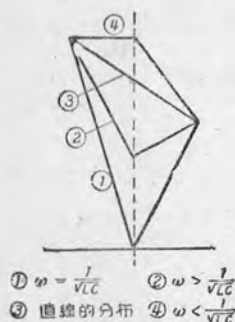
第51圖  $C_y$  による線輪中の異常電位降下

故に  $1 - \omega^2 CL \rightarrow 0$  になるに従つてこの比は無限大となり線輪中の電圧降下は著しく大となる。第51圖は第2變壓器の1.0000Cに於ける電位分布曲線を示すものでこれは共振周波数では無いが  $C_g$  のみを補正した時の異常電位傾度の一例を示すものである。衝撃波及び高周波電流の場合には

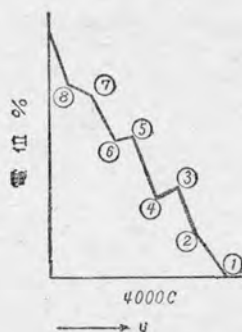


$$\frac{Z_1}{Z_2} = \frac{C_y}{C}$$

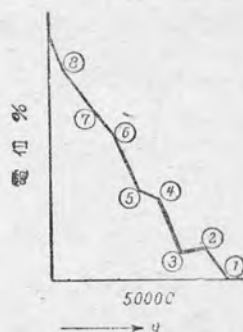
となりC點の電位は、 $(C_y/2C) + 1$ にて決定され、周波數には無關係となる。尙  
 $\omega \geq 1/\sqrt{LC}$  に従つて  $R \geq 1$  となる。その状態と第52圖に示す。尙第53圖、第



第52圖 周波數とC<sub>y</sub>點電位との關係



第53圖 補正後の電位分布曲線



第54圖 補正後の電位分布曲線

54圖は供試變壓器の4000C及び5000Cの電位分布曲線を示すものでこの場合の共振點は5000Cと4000Cの間にあるものと思考せられる。

## 7. 並列補正法の商用變壓器に對する應用

既に説明せる如く並列補正法によつて變壓器を非共振ならしめるには

$$C_m = \frac{v}{l_b - y} C \dots\dots\dots (51)$$

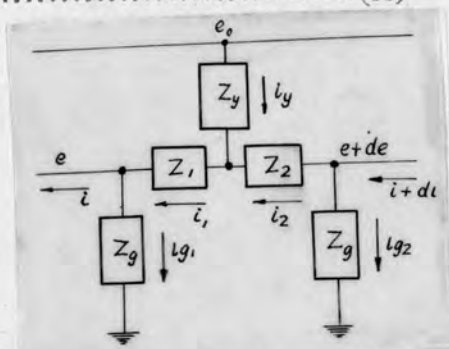
但し  $C_m$  = 補正容量値 (線輪單位長當り)

$C_g$  = 單位線輪の對地容量

$l_b$  = 線輪の全長

$y$  = 線輪の接地端より測りたる測定點迄の距離

なる序列を用ふれば直線的分布を得る事は理論的に説明せられて居



第55圖 並列補正法を施せる變壓器の等價回路

る。之は補正電流を直接対地静電容量  $C_g$  に供給せる場合の計算式であつて實際の場合には遮蔽板より線輪を通じて供給せられるものである爲線輪の有するイムビダンスが影響して上記の如き簡単な式を以て論ずる事は出来ない。即ち並列補正法に於て補正電流が線輪を通する場合の等価回路は第55圖の如く考へる事が出来る。今回路の各點に於ける電流及びイムビダンスを圖の如く表はすものとせば

$$Z_y = \frac{1}{p C_m dy}$$

$$Z_1 = \frac{pL}{1+p^2CL} \frac{dy}{2}$$

$$Z_g = \frac{2}{p C_g dy}$$

となり次の關係式が成立する

$$\begin{aligned} \frac{di}{dy} dy &= C_g \frac{dy}{2} p(e - i_1 Z_1) + C_g \frac{dy}{2} p(e + i_2 Z_1) - C_m dy p(e_0 - e) \\ &= C_g \frac{dy}{2} \{ 2pe - pZ_1(i_1 - i_2) \} - C_m dy p(e_0 - e) \dots\dots\dots (52) \end{aligned}$$

Q點にK氏法則を適用すれば

$$i_2 - i_1 = -i$$

$$i_y = C_y dy p(e_0 - e)$$

となる。之を式(51)に代入すれば

$$\frac{di}{dy} dy = C_g \frac{dy}{2} \left\{ 2 - Z_1 C_m dy p \right\} 2(e_0 - e) = C_m dy p(e_0 - e) \dots\dots\dots (53)$$

完全に補正が行はれた場合には

$$\frac{di}{dy} dy = 0$$

である爲式(52)は

$$0 = p C_g e - \frac{1}{2} p^2 Z_1 C_g C_m (e_0 - e) - p C_m p(e_0 - e)$$

次に  $e = \frac{e_0}{l_b} y$  と置けば

$$0 = pC_g \frac{y}{l_b} e_0 - p^2 Z_1 C_g C_m e_0 \left(1 - \frac{y}{l_b}\right) - C_m p e_0 \left(1 - \frac{y}{l_b}\right)$$

$$\therefore C_m = C_g \frac{y}{l_b - y} \frac{1}{1 + \frac{Z_1}{Z_g}} \dots\dots\dots (54)$$

となる。

式 (54) を式 (51) に比較すれば  $\frac{1}{1 + \frac{Z_1}{Z_g}}$  倍となつて居る事が判る。今計算に便宜の爲  $\frac{1}{1 + \frac{Z_1}{Z_g}} = f$  とする。之は補正電流が線輪を通過する爲に生じた項で線輪の常數と  $C_g$  の大きさによつて決定せられるものである。之は衝撃波の初期値の如き場合には誘導抵抗は殆んど問題にならず線輪の有する分布容量と對地容量を  $C$  及び  $C_g$  とすれば  $\frac{1}{1 + \frac{C_g}{C}}$  として計算する事が出来る。矩形波の場合には定

常状態に於ては  $C_g$  に對する充電電流は零となる爲直線的分布となり、その間にエネルギーの移動が無い爲振動を發生する事は無い。然し波尾を有する場合即ち、 $e = e_0 e^{-at}$  の如き形を有する場合にして  $a$  が極端に小ならざる場合には定常状態に於ける補正值は誘導抵抗を通ずる部分を生ずる爲不足する事となり、その電位分布曲線は下方に彎曲した曲線となる。故に初期値との間にエネルギーの授受が行はれ振動を發生する事は明かである。然し此場合も直列法の場合と同様にこの振動は著しきものでは無く考慮する必要は無い。故に問題となるのは周期的振動電壓の場合である。即ち周期的振動電壓の到來に對しては

$$Z_1 = \dot{Z}_1 = \frac{j\omega L}{2(1 - \omega^2 CL)} dy$$

$$Z_g = \dot{Z}_g = \frac{2}{j\omega C_g} dy$$

と置くことが出来る爲  $1 + \frac{\dot{Z}_1}{\dot{Z}_g} = f(\omega)$  とし  $f(\omega)$  を  $\omega$  の函數とすれば

$$f(\omega) = 1 + \frac{j\omega L dv}{2(1 - \omega^2 CL)} \cdot j\omega C_g \frac{dy}{2} = 1 - \frac{\omega^2 C_g L dy}{4(1 - \omega^2 CL)} \dots\dots (55)$$

次に  $C_g \frac{dy}{2} = C_g'$

$$L \frac{dy}{2} = L'$$

$$\frac{2C}{dy} = C'$$

とすれば  $C_g'$ ,  $L'$ ,  $C'$  は線輪 1 ケ當りの對地容量, 線輪誘導, 分布容量を示すものである. 従つて式 (55) は

$$f(\omega) = 1 - \frac{\omega^2 C_g' L'}{1 - \omega^2 C' L'}$$

となる.

今  $C_g' = a C'$  とすれば

$$f(\omega) = \frac{1 - \omega^2 C' L' (1 + a)}{1 - \omega^2 C' L'}$$

次に  $\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{C' L'}} = 2\pi f_0$  とすれば

$$f(\omega) = 1 - \frac{\left(\frac{f}{f_0}\right)^2 (1 + a)}{1 - \left(\frac{f}{f_0}\right)^2} \dots\dots\dots (56)$$

となり

$C' = \infty$  即ち  $a = 0$  とすれば

$$f(\omega) = 1 \quad \therefore \quad C_m = C_g \frac{y}{l_b - y}$$

となり理想的な場合を示す. 次に  $f(\omega)$  の限界を示せば次の如くなる.

$$f = \infty \quad f(\omega) = 1 + a \quad C_m = C_g \frac{y}{(l_b - y)(1 + a)}$$

$$f = f_0 \quad f(\omega) = \infty \quad C_m = 0$$

$$f = \frac{f_0}{1 + a} \quad f(\omega) = 0 \quad C_m = \pm \infty$$

$$f_0 > f > \frac{f_0}{1 + a} \quad f(\omega) < 0 \quad C_m > 0$$

$$f > \frac{f_0}{1 + a} \quad f(\omega) > 0 \quad C_m > 0$$

$$f > f_0 \quad f(\omega) > 0 \quad C_m > 0$$

第 九 表

f	$\alpha=0.29$	$\alpha=0.6$	$\alpha=1.0$
1000	0.91	0.968	1.635
2000	1.05	1.13	1.18
3000	1.135	1.36	1.74
4000	1.47	3.06	9.09
5000	2.67	5.12	0.266
6000	0.355	0.21	0.0121
7000	0.569	0.39	0.277
8000	0.65	0.47	0.345
9000	0.68	0.51	0.385
1,0000	0.707	0.538	0.412
1,1000	0.72	0.556	0.435
1,2000	0.73	0.562	0.445
1,3000	0.742	0.578	0.451
1,4000	0.746	0.585	0.458
1,5000	0.748	0.592	0.463
1,6000	0.755	0.595	0.467
1,7000	0.757	0.598	0.473
1,8000	0.758	0.603	0.475
1,9000	0.760	0.604	0.477

次に  $C_g' = 50\mu\text{f}$ ,  $C' = 170\mu\text{f}$  即

ち  $\alpha = 0.29$  の場合,  $f_0 = 5500\text{C}$  なる

常数を有する線輪に就て  $f(\omega)$  の

逆数と  $f$  との関係を計算によつて

求めれば第9表となる. 之を第56

圖に示す. この曲線より直ちに

$C_y$  を有する場合の直列補正法に

於ける  $C_{sn}$  の値と同様なる傾向を

有する事が知られる. この場合に

於ても線輪の同調點に於ては

$$f(\omega) = \infty \quad C_m = 0$$

となる. 又

$$f = \frac{1}{1+\alpha} f_0 \quad \text{に於て}$$

$$f(\omega) = 0 \quad C_m = \pm \infty$$

となり, 線輪のイムピーダンスと

$C_y$  よりなる回路が直

列共振状態に入つた事

を示し, 補正值を見出

す事は出来ない. 尙

$C_m < 0$  の場合には補正

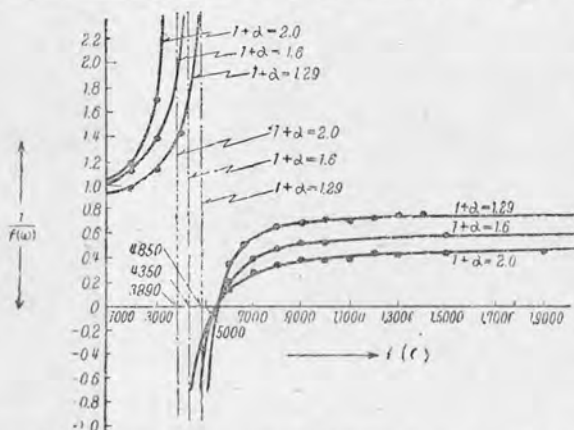
點の電位が直線的分布

電壓より高位にある場

合を示し  $f = \frac{1}{1+\alpha} f_0$

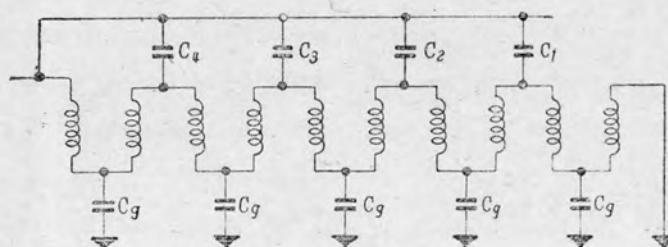
に接近するに従つてそ

の値は増大し危険とな

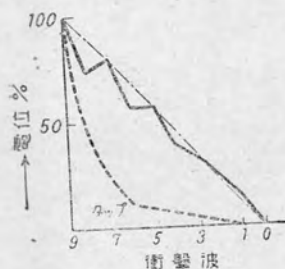


第 55 圖 並列補正法に於ける補正容量と周波数との關係

る. この傾向は實驗結果より明かである. 即ち第58圖より第61圖迄の曲線は第



第 57 圖

並列補正法等  
價回路 $C_1: 25\mu\text{f}$  $C_2: 66\mu\text{f}$  $C_3: 150\mu\text{f}$  $C_4: 400\mu\text{f}$  $C_g: 100\mu\text{f}$ 

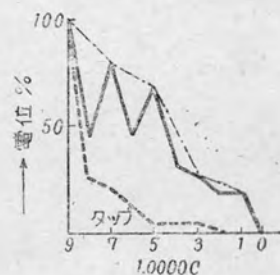
第 53 圖

並列補正法に於ける  
電位分布

實線：補正後

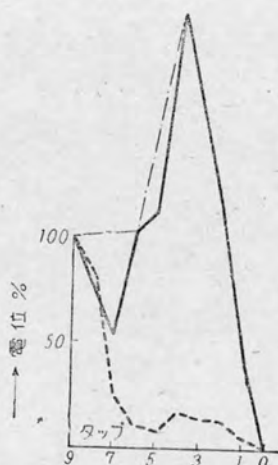
點線：補正前

鎖點：理想線



第 59 圖

(58圖に同じ)



第 60 圖 (58圖に同じ)



第 61 圖 (58圖に同じ)

57圖の如き結線法に於て  $C_1, C_2, C_3, \dots$  等に  $C_y = C_g \frac{y}{l_0 - y}$  なる序列を持たしめたる場合の電壓分布曲線を示す。圖により明かな如く衝撃波に對しては完全に補正され、直線的分布を得て居るが4000C附近に於ては甚しき高電位を發生して居る。これは直列共振點附近にある爲である。尙並列法に於ては補正電流が必ず線輪を通ずる故に線輪中に於ける電壓降下を生じ線輪の固有振動數が入來波のそれと一致する場合には最も大なる電壓降下を生ずる譯である。之は並列法の一の缺點である。

## 8. 共振周波數に於ける電位分布

前節に於て計算により誘導せる如く到來波の周波數が線輪の共振周波數に一致する場合及び線輪と對地靜電容量による直列共振周波數に近接する場合には補正不能となり異常電壓及び異常電位傾度を生ずる事がある。之は並列補正法

及び直列補正法に於て鐵槽に對して靜電容量を有する場合に發生するものである。然し直列補正法に於ては鐵槽に對する補正を別個に行ふ事によつてこの缺點を除去する事が出来る。即ち線輪の共振周波數に於ては線輪を通過する補正電流による電壓降下が大となり、線輪底面の電位は著しく低下する。尙線輪と對地靜電容量の直列共振周波數は線輪の共振周波數を  $f_0$  とすれば

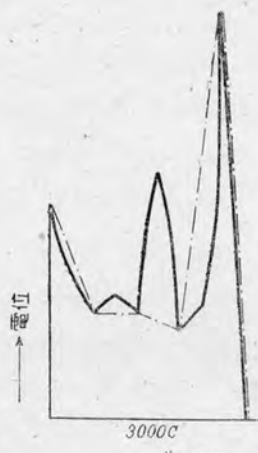
$$f = f_0 \sqrt{\frac{2}{2+a}}$$

但し  $a = \frac{C_g}{C}$

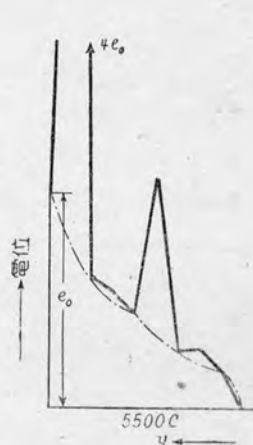
となり、この周波数に於ては著しく高電位に見舞はれる事になる。次に上記各場合に相當する實驗中に發生せる電位分布を擧ぐれば第62圖より第64圖までの曲線の如くなる。第62圖は並列補正法に於ける線輪の共振周波数に近い場合の



第62圖 線輪の共振周波数に於ける電位分布



第63圖 線輪の共振周波数に於ける電位分布



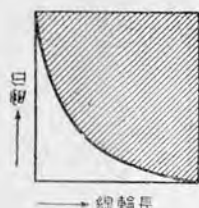
第64圖 線輪とCyの直列共振周波数に於ける電位分布

電位分布を示す。第63圖及び第64圖は並列補正法に於ける直列共振周波数に近い場合で、第一線輪に異常電圧を發生して居る。尙補正電流が線輪を通過せざる直列補正法に於ては上記の如き懸念のない事は多くの實驗により證明されて居る。



### 第3章 變壓器中性點を開放せる場合

今迄は中性點を接地したものとして取扱つて來たが實際問題としては中性點に高イムピーダンスを通じて接地し更に一端を開放せる場合と見做し得る場合が多い。この場合變壓器に衝擊電壓が到來すれば中性點には他端を節とし中性點を腹とする基本波及び多くの高調波が重疊せる振動を發生し相當の高電位に見舞はれることがある。この振動は一端接地の場合と異なり第65圖に示されたる



第65圖 並型變壓器  
の電位分布曲線

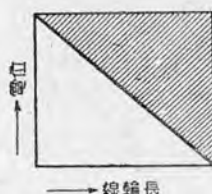


圖66第 非共振變壓器  
電位分布曲線

る如く初期電壓分布と最終電壓分布との間に著しき開きがある爲に發生する振動である。非共振變壓器に於ては第66圖の如く初期電位分布は接地端を零とせる直線的分布をなす爲、最終電位分布との間に三角形の開きがある

あり之を充すべく電位振動が發生するものと思考せられて居る。然し非共振變壓器の中性點開放の場合に於ける電位振動に関する研究は極めて少い爲、著者は之を明確にすべく理論的實驗的検討を試みた。即ち本章に於ては非共振變壓器に各種高周波振動電壓並に衝擊波を印加せる場合に就てその電位分布及び電位振動を計算及び實驗によつて研究したのである。

#### 1. 非共振變壓器の中性點開放時に於ける内部電位振動 (直列補正法)

非共振變壓器の等價回路を第3圖の如きものとすれば次の關係式を得る。但し各分路に於ける電流、電壓は圖の如きものとする。

$$\frac{di}{dy} = p C_g e \dots\dots\dots (57)$$

$$\frac{de}{dy} = \frac{1}{\left(\frac{1}{2}pC_g y^2 + \frac{1}{pL} + pC\right)} i \dots\dots\dots (58)$$

式 (58) の兩邊を  $y$  について微分すれば

$$\frac{di}{dy} = \frac{d^2e}{dy^2} \left( \frac{1}{2}pC_g y^2 + \frac{1}{pL} + pC \right) + pC_g y \frac{de}{dy}$$

之に式 (57) を代入して整頓すれば

$$\frac{d^2e}{dy^2} \left( \frac{1}{2}pC_g y^2 + \frac{1}{pL} + pC \right) + pC y \frac{de}{dy} - pC_g e = 0 \dots\dots\dots (59)$$

となる。

式 (59) の一般解は明かに  $e = e_0 y$  である。故に一般解として  $e = e_0 y$  と置けば

$$\left. \begin{aligned} \frac{de}{dy} &= \left( \frac{dv}{dy} y + v \right) e_0 \\ \frac{d^2e}{dy^2} &= \left( \frac{d^2v}{dy^2} y + 2 \frac{dv}{dy} \right) e_0 \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (60)$$

式 (60) を式 (59) に代入すれば

$$\begin{aligned} \frac{d^2v}{dy^2} y \left( \frac{1}{2}pC_g y^2 + \frac{1}{pL} + pC \right) + \frac{dv}{dy} \left\{ 2 \left( \frac{1}{2}pC_g y^2 + \frac{1}{pL} + pC \right) \right. \\ \left. + pC_g y^2 \right\} = 0 \dots\dots\dots (61) \end{aligned}$$

式 (61) に於て  $\frac{dv}{dy} = Q$  と置けば

$$\begin{aligned} \frac{dQ}{dy} &= -Q \frac{2 \left( \frac{1}{2}pC_g y^2 + \frac{1}{pL} + pC \right) + pC y^2}{y \left( \frac{1}{2}pC_g y^2 + \frac{1}{pL} + pC \right)} \\ \therefore -\frac{dQ}{Q} &= \left( \frac{2}{y} + \frac{pC_g y}{\frac{1}{2}pC_g y^2 + \frac{1}{pL} + pC} \right) dy \end{aligned}$$

兩邊を積分すれば

$$-\log Q = \log y^2 + \log \left( \frac{1}{2}pC_g y^2 + \frac{1}{pL} + pC \right) + \log A$$

但し  $A$  は積分常數

$$\therefore Q = \frac{A}{y^2 \left( \frac{1}{2} p C_g y^2 + \frac{1}{pL} + pC \right)} = A \frac{pL}{1+p^2CL} \left( \frac{1}{y^2} - \frac{1}{y^2 + \frac{2(1+p^2CL)}{p^2C_gL}} \right)$$

$$Q = \frac{dv}{dy} \text{ より}$$

$$v = A \frac{pL}{1+p^2CL} \left( \frac{1}{y} + \sqrt{\frac{p^2C_gL}{2(1+p^2CL)}} \tan^{-1} \sqrt{\frac{p^2C_gL}{2(1+p^2CL)}} y \right) + B$$

但しBは積分常數

故に

$$e = vye_0 = e_0 \left\{ By - A \frac{pL}{1+p^2CL} \left( 1 + py \sqrt{\frac{C_gL}{2(1+p^2CL)}} \right. \right. \\ \left. \left. \tan^{-1} py \sqrt{\frac{C_gL}{2(1+p^2CL)}} \right) \right\} \dots \dots \dots (62)$$

式(62)は非共振變壓器の電位振動を示す一般式である。

#### 常數A, Bの決定

式(58)より電流は

$$i = \left( \frac{1}{2} p C_g y^2 + \frac{1}{pL} + pC \right) \frac{de}{dy} \dots \dots \dots (63)$$

となる。依つて

$$i = \left( \frac{1}{2} p C_g y^2 + \frac{1}{pL} + pC \right) \left\{ B - \frac{pL}{1+p^2CL} A \left[ p \sqrt{\frac{C_gL}{2(1+p^2CL)}} \right. \right. \\ \left. \left. \tan^{-1} \sqrt{\frac{p^2C_gL}{2(1+p^2CL)}} y + \frac{y}{y^2 + \frac{2(1+p^2CL)}{p^2C_gL}} \right] \right\} e_0 \dots \dots \dots (64)$$

開放端に於ては $y=0$ ,  $i=0$ なるを以て式(64)は

$$0 = \left( \frac{1}{pL} + pC \right) B \quad \therefore B=0 \dots \dots \dots (65)$$

式(65)を式(62)に代入して $y=1$ に於て $e=e_0$ なる條件を代入すれば

$$e = A \frac{pL}{1+p^2CL} \left( 1 + p \sqrt{\frac{C_gL}{2(1+p^2CL)}} \tan^{-1} p \sqrt{\frac{p^2C_gL}{2(1+p^2CL)}} \right) \dots (66)$$

A及びBを式(63)に代入すれば

$$e = \frac{\left(1 + py \sqrt{\frac{C_g L}{2(1+p^2 CL)}} \tan^{-1} py \sqrt{\frac{C_g L}{2(1+p^2 CL)}}\right)}{1 + p \sqrt{\frac{C_g L}{2(1+p^2 CL)}} \tan^{-1} p \sqrt{\frac{C_g L}{2(1+p^2 CL)}}} e_0 \dots (67)$$

式 (67) は非共振変圧器の一端開放の場合の電位振動を示す式である。式(67)に於て

$$\left. \begin{aligned} \tan a &= p \sqrt{\frac{C_g L}{2(1+p^2 CL)}} \\ e &= \frac{Y(p)}{Z(p)} e_0 \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (68)$$

と置き  $e_0$  を矩形波とすれば

$Z(p) = 0$  の根は

$$1 + \tan a \cdot a = 0 \dots \dots \dots (69)$$

を満足する。然るに回路は LC のみの回路なるを以て  $p$  は虚数となる筈であるが一般には  $a$  は実数の場合も存在するのであるから二つの場合に分類して検討する必要がある。

## 1. $a$ 実数の場合

$a$  実数なる場合は圖計算によりその値を求める事が出来る。今その値を  $a_1, a_2, a_3, \dots, a_n$  としそれに相當する  $p$  の値を  $p_1, p_2, p_3, \dots, p_n, \dots$  とすれば式 (68) より

$$a_n^2 p_n^2 C_g L = 2(1 + p_n^2 CL)$$

$$\therefore p_n = \pm j \sqrt{\frac{2}{(2C - a_n^2 C_g)L}}$$

となる。然るに  $a_n$  の初項は 2.8 であり第 2 項以下に於ては 6 以上となり  $p_n$  が虚数なる爲には  $C$  は極めて大なる事を要する。一般にはかかる場合は存在しない。もしあつたとしても初期電位分布は  $e = e_0$  なる直線となり振動を發生する事は無い。故に  $a$  は虚数の場合に就てのみ考察すれば充分である。

2.  $\alpha$  虚数の場合

$\alpha$  虚数の場合には  $\alpha = j\beta$  と置くことが出来る。従つて

$$\tan \alpha = \tan j\beta = j \tanh \beta \dots\dots\dots (69')$$

となり、之を式 (69) に代入すれば

$$j \tanh \beta = -\frac{1}{j\beta} = j \frac{1}{\beta} \dots\dots\dots (70')$$

$$\therefore \tanh \beta = \frac{1}{\beta} \dots\dots\dots (70)$$

となる。然るに  $\tanh \beta$  と  $\frac{1}{\beta}$  は第67

圖の如く一點に於て交るのみである。

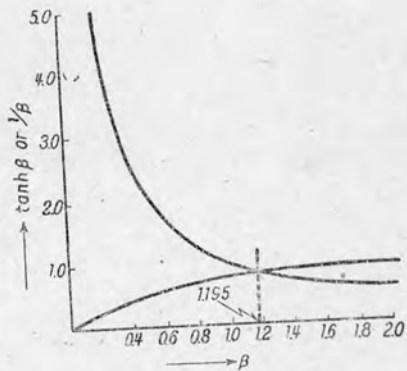
即ち式 (70) の解は唯一であり、圖計算により

$$\beta = \pm 1.195$$

となる。従つて式 (68) より

$$\tan \alpha = j \frac{1}{\beta} = p \sqrt{\frac{C_g L}{2(1+p^2 CL)}}$$

$$p_n = \pm j \sqrt{\frac{2}{(2C + \beta^2 C_g) L}}$$



第67圖  $\tanh \beta$  及び  $\frac{1}{\beta}$

となり  $p$  は明かに虚数である。次に

$$\left( p \frac{dZ(p)}{dp} \right)_{p_n} = \frac{(2 - \beta^2)(2C + \beta^2 C_g)}{(1 - \beta^2)\beta^2 C_g} \quad (\text{附録2})$$

今上式に  $\beta = 1.195$  を代入すれば

$$p \frac{dZ(p)}{dp} = -\frac{0.57(1.43C_g + 2C)}{1.43 \cdot 0.43 \cdot C_g} = -\frac{0.57(1.43C_g + 2C)}{0.614C_g}$$

次に  $k C_g = C$  とすれば

$$p \frac{dZ(p)}{dp} = -\frac{0.927}{k}(1.43k + 2),$$

$$Y(p) = 1 + j \frac{1}{\beta} j \tan^{-1} j \frac{y}{\beta}$$

となる。

式 (69'), 式 (70') より

$$y \tan j \beta = j \frac{y}{\beta} j \tanh \gamma = \tan j \gamma$$

と置けば

$$\tanh \gamma = \frac{y}{\beta} \dots \dots \dots (71)$$

$$\tan^{-1} j \frac{y}{\beta} = \tan^{-1} \tanh \gamma = j \gamma$$

となり、

$$(Y(p))_{p_n} = 1 + j \frac{y}{\beta} \cdot j \gamma = 1 - \frac{y\gamma}{\beta}$$

$$\left( \frac{Y(p)}{p \frac{dZ(p)}{dp}} \right)_{p_n} = - \frac{k}{0.927} \frac{1 - \frac{y\gamma}{\beta}}{(1.43k+2)} \dots \dots \dots (72)$$

$\gamma$  の値は式 (71) より直ちに求める事が出来る。尚

$$\frac{Y(o)}{Z(o)} = 1$$

である為電位振動は

$$e = e_0 \left\{ 1 - \frac{k \left( 1 - \frac{y\gamma}{\beta} \right)}{0.927(1.43k+2)} \cos \omega t \right\} \dots \dots \dots (73)$$

但し

$$\omega = \sqrt{\frac{2}{(2C + \beta^2 C_g) L}}$$

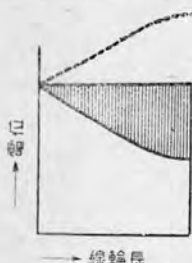
より求める事が出来る。即ち式 (73) より周波数  $\omega$  を有し初期電位と最終電位によりて定まる振幅を以て正弦波振動を爲す事が判る。次に初期電位分布は分布容量のみにより決定せられるものとすればその電位分布は

$$e = \frac{1 + \sqrt{\frac{C_g}{2C}} y \tan^{-1} \sqrt{\frac{C_g}{2C}} y}{1 + \sqrt{\frac{C_g}{2C}} \tan^{-1} \sqrt{\frac{C_g}{2C}}} e_0$$

となるから之を式 (73) と比較すれば電位  $e$  は

$$e = e_0 \left\{ 1 - \frac{\sqrt{\frac{C_g}{2C}} \tan^{-1} \sqrt{\frac{C_g}{2C}} - y \tan^{-1} \sqrt{\frac{C_g}{2C}} y}{1 + \sqrt{\frac{C_g}{2C}} \tan^{-1} \sqrt{\frac{C_g}{2C}}} \cos \omega t \right\} \dots (74)$$

にて表すことが出来る。故に吾々は式 (73)、及び式 (74) によつて非共振變壓器の一端開放時の電位振動を求める事が出来る。之を要するに非共振變壓器の開放端電位振動は単一周波数を以て初期電位分布と最終電位分布によつて定



第68圖 非共振變壓器中性點開放時の電位分布

開放端電位振動の周波数が

$$f = \frac{10^6}{T \times 40} = 6250 \text{ C}$$

以下の場合には印加電壓以下に留める事が出来る。

## 2 周期的振動電壓が印加せられたる場合の電位分布

周期的振動電壓の到來せる場合については前節の結果より誘導する事は容易ではあるが却つて煩雜となる爲別個に計算を行つた。即ちこの場合に於ては前節に於ける  $Z_1$ ,  $Z_s$ ,  $Z_g$  は次の如くなる。

$$Z_1 = Z_s = \frac{j\omega L}{1 - \omega^2 CL} dy$$

まる振幅を有する振動を爲すことがわかる。故に並型變壓器の如く突發的異常電位を發生する懸念は無くその振動状態は第68圖に示す如きものとなる。殊に波尾を有する衝撃波の到來せる場合には開放端電位振動の  $1/4$  周期が到來波の長さに比して長い場合には印加電壓以上に上昇する事は無い。即ち標準衝撃波を例に取れば波尾の長さが  $40 \mu s$  である爲、その

$$Z_s = \dot{Z}_s = \frac{dy}{j\omega C_{sn}} = \frac{dy}{j\omega \frac{1}{2} C_g y^2}$$

$$Z_g = \dot{Z}_g = \frac{1}{j\omega C_g} \frac{1}{dy}$$

それ故直ちに次の関係式を得る.

$$\frac{di}{dy} dy = \frac{de}{dt} C_g dy \dots\dots\dots (75)$$

$$\frac{de}{dy} dy = \frac{j\omega L dy}{1 - \omega^2 (C + C_{sn}) L} i \dots\dots\dots (76)$$

式 (76) に  $C_{sn} = 1/2 C_g y^2$  を代入して  $y$  に關して微分すれば

$$\frac{di}{dy} = j \left( \frac{1}{2} \omega C_g y^2 - \frac{1 - \omega^2 CL}{\omega L} \right) \frac{de}{dy^2} + j\omega C_g y \frac{de}{dy} = C_g \frac{de}{dt} \dots (77)$$

式 (77) に於て  $e = Y e^{j\omega t}$  と置けば (但し  $Y$  は  $y$  の函數) 式 (77) は

$$\frac{d^2 Y}{dy^2} \left\{ \frac{1 - \omega^2 CL}{\omega L} - \frac{1}{2} \omega C_g y^2 \right\} - \frac{dY}{dy} \omega C_g y + \omega C_g Y = 0$$

今  $\frac{2(1 - \omega^2 CL)}{\omega^2 C_g L} = b^2$  と置けば上式は

$$\frac{d^2 Y}{dy^2} - \frac{2y}{b^2 - y^2} \frac{dY}{dy} + \frac{2}{b^2 - y^2} Y = 0 \dots\dots\dots (78)$$

となる. 式 (78) の一解は  $Y = y$  である事は明瞭である. 式 (78) の一般解を  $Y = yv$  とすれば

$$\left. \begin{aligned} \frac{dY}{dy} &= \frac{dv}{dy} y + v \\ \frac{d^2 Y}{dy^2} &= y + 2 \frac{dv}{dy} y + 2 \frac{dv}{dy} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (79)$$

式 (79) を式 (78) に代入すれば

$$\frac{d^2 v}{dy^2} y + \frac{2(b^2 - 2y^2)}{b^2 - y^2} \frac{dv}{dy} = 0 \dots\dots\dots (80)$$

次に

$$\frac{dv}{dy^2} = \omega \quad \text{と置けば}$$



$$\frac{d\omega}{dy}y + \frac{2(b^2 - 2y^2)}{b^2 - y^2}\omega = 0$$

$$\therefore -\frac{d\omega}{\omega} = \frac{2(b^2 - 2y^2)}{b^2 - y^2} \frac{dy}{y}$$

兩邊を積分すれば

$$\omega = \frac{A}{y^2(b^2 + y^2)} \dots\dots\dots (81)$$

従つて

$$b = \frac{A}{b^2} \left\{ -\frac{1}{y} + \int \frac{dy}{b^2 + y^2} \right\} + B \dots\dots\dots (82)$$

但し B は積分常數

次に式 (82) の第 2 項は  $1 - \omega^2 CL \geq 0$  によつて積分値を異にする爲に各場合について計算を行ふ事にする。

$1 - \omega^2 CL > 0$  の場合

この場合は  $b^2 > 0$  となり、到來波の周波數が線輪の有する共振周波數より小なる場合である。即ち式 (82) は

$$b = \frac{A}{b^2} \left( -\frac{1}{y} + \frac{1}{2b} \log \frac{b+y}{b-y} \right) + B \dots\dots\dots (83)$$

となる。従つて Y は

$$Y = yb = By - \frac{A}{b^2} \left( 1 - \frac{y}{2b} \log \frac{b+y}{b-y} \right) \dots\dots\dots (84)$$

即ち式 (84) は  $1 - \omega^2 CL > 0$  の場合に於ける非共振變壓器の電位分布を示すものである。

#### 常 數 A, B の 決 定

式 (82) に於て  $y=1$  にて  $Y=1$  と置けば

$$1 = B - \frac{A}{b^2} \left( 1 - \frac{1}{2b} \log \frac{b+1}{b-1} \right) \dots\dots\dots (85)$$

次に式 (85) 及び式 (76) より電流を求むれば

$$\begin{aligned}
 i &= \frac{1}{j\omega L} \left\{ 1 - \omega^2 \left( C + \frac{1}{2} C_g y^2 \right) L \right\} \frac{de}{dy} \\
 &= \frac{1}{j\omega L} \left\{ 1 - \omega^2 L \left( C + \frac{1}{2} C_g y^2 \right) \right\} \left\{ B + \frac{A}{b^2} \left( \frac{1}{2b} \log \frac{b+y}{b-y} \right. \right. \\
 &\quad \left. \left. + y \frac{1}{b^2 - y^2} \right) \right\} e^{j\omega t}
 \end{aligned}$$

一端開放の場合には  $y=0$  にて  $i=0$  と置く事が出来る。それ故上式は

$$0 = \frac{1}{j\omega L} (1 - \omega^2 CL) B \dots\dots\dots (86)$$

故に  $1 - \omega^2 CL \neq 0$  なる場合に於ては式 (85), (86) より

$$A = - \frac{b^2}{\left( 1 - 2b \log \frac{b+1}{b-1} \right)} \dots\dots\dots (87)$$

$$B = 0$$

となり式 (84) より

$$Y = \frac{1 - \frac{y}{2b} \log \frac{b+y}{b-y}}{1 - \frac{1}{2b} \log \left( \frac{b+1}{b-1} \right)} \dots\dots\dots (88)$$

次に  $1 - \omega^2 CL = 0$  なる場合に於ては  $b=0$  なるが故に式 (81) は

$$\omega = - \frac{A}{y^4} \dots\dots\dots (81')$$

式 (82) は

$$v = \frac{A}{3} \frac{1}{y^3} + B \dots\dots\dots (83')$$

となる。従つて式 (84) は

$$Y = \frac{A}{3} \frac{1}{y^2} + By \dots\dots\dots (84')$$

$y=1$  に於て  $Y=1$  ならば

$$1 = \frac{A}{3} + B$$

$$\text{又. } i = j\omega C_g \left\{ \frac{1}{2} B y^2 - \frac{1}{3} A \frac{1}{y} \right\}$$

にて

$y=0$  に於て  $i=0$  なる場合に於ては  $A=0, B=1$  となる。

即ち  $1-\omega^2 CL=0$  に於ては

$$Y = y \dots \dots \dots (89)$$

となり開放端を零とせる直線となる更に  $1-\omega^2 CL \neq 0$  の場合開放端の電位は式 (88) に於て  $y=0$  と置けば

$$Y_{(y=0)} = \frac{1}{1 - \frac{1}{2b} \log \frac{b+1}{b-1}} \dots \dots \dots (90)$$

となる。即ち  $\omega^2 CL < 1$  の場合には開放端に於て印加電圧より高電位となり線輪端に進むに従つて減少する事を示して居る。次に  $b < 1$  の場合には  $b-1 < 0$  となる爲  $\log(-1) = j(2n+1)\pi$  を代入し、 $n=0$  とすれば

$$Y = \frac{1 - \frac{y}{2b} \left( \log \frac{y+b}{y-b} + j\pi \right)}{1 - \frac{1}{2b} \left( \log \frac{1+b}{1-b} + j\pi \right)} \dots \dots \dots (91)$$

$$Y_{(y=0)} = \frac{1}{1 - \frac{1}{2b} \left( \log \frac{1+b}{1-b} + j\pi \right)} \dots \dots \dots (92)$$

即ち印加電圧は線輪中を進行するに従つて位相を廻轉し、その電圧分布は後の數値例の如く極めて複雑となる。

$\omega^2 CL > 1$  なる場合

到來波の周波數が線輪の有する固有振動數より大なる場合は  $-b^2 = b_1^2$  と置き

$$v = \frac{A}{b_1^2} \left\{ -\frac{1}{y} - \int \frac{by}{b_1^2 + y^2} \right\} + B \dots \dots \dots (93)$$

とすれば

$$v = \frac{A}{b_1^2} \left( \frac{1}{y} + \frac{1}{b_1} \tan^{-1} \frac{y}{b_1} \right) + B \dots \dots \dots (94)$$

となる。

故に

$$Y=yv=By-\frac{A}{b_1^2}\left(1+\frac{y}{b_1}\tan^{-1}\frac{y}{b_1}\right) \dots\dots\dots(95)$$

式 (95) は  $\omega^2 CL > 1$  なる場合に於ける電位分布を示すものである。

常 数 A, B, の 決 定

式 (95) に於て  $y=1$  にて  $Y=1$  なる条件を代入すれば

$$1=B-\frac{A}{b_1^2}\left(1+\frac{1}{b_1}\tan^{-1}\frac{1}{b_1}\right) \dots\dots\dots(96)$$

次に式 (76) 及び式 (95) より電流  $i$  は

$$\begin{aligned} i &= \frac{1}{j\omega L} \left\{ 1 - \omega^2 \left( C + \frac{1}{2} C_g y^2 \right) L \right\} \frac{d\epsilon}{dy} \\ &= \frac{1}{j\omega L} \left[ 1 - \omega^2 \left( C + \frac{1}{2} C_g y^2 \right) L \right] \left( B - \frac{A}{b_1^2} \left( \tan^{-1} \frac{y}{b_1} - \frac{y}{b_1} \times \right. \right. \\ &\quad \left. \left. \frac{1}{y^2 + b_1^2} \right) \right) \end{aligned}$$

$y=0$  にて  $i=0$  なる条件を代入すれば

$$0 = \frac{1}{j\omega L} (1 - \omega^2 CL) B$$

となり

$1 - \omega^2 CL \neq 0$  の場合には  $B=0$  となる、その場合

$$A = - \frac{b_1^2}{1 + \frac{1}{b_1} \tan^{-1} \frac{1}{b_1}}$$

であるから、A 及び B の値を式 (95) に代入すれば

$$Y = \frac{1 + \frac{y}{b_1} \tan^{-1} \frac{y}{b_1}}{1 + \frac{1}{b_1} \tan^{-1} \frac{1}{b_1}} \dots\dots\dots(97)$$

を得。開放端の電位は式 (97) に於て  $y=0$  と置けば

$$Y_{(y=0)} = \frac{1}{1 + \frac{1}{b_1} \tan^{-1} \frac{1}{b_1}} \dots\dots\dots(98)$$

となる。即ち式 (98) は  $\omega^2 CL > 1$  なる場合に於ける開放端の電位を與へる式である。

## b の 値 の 吟 味

前述の如く 
$$b^2 = \frac{2}{C_g} \frac{1 - \omega^2 CL}{\omega^2 L}$$

である爲、線輪の固有振動數を  $f_a$  とすれば

$$\omega^2 CL = \omega^2 / \omega_0^2 = \left( \frac{f}{f_0} \right)^2 \dots\dots\dots (99)$$

となる。次に  $C_g = aC$  とすれば

$$\omega^2 C_g L = \omega^2 CL a = \left( \frac{f}{f_0} \right)^2 a \dots\dots\dots (100)$$

と置く事が出来る。そこで

式 (99), 式 (100) を  $b$  に代入すれば

$$b^2 = 2 \frac{1 - \left( \frac{f}{f_0} \right)^2}{\left( \frac{f}{f_0} \right)^2 a} \dots\dots\dots (101)$$

となり、 $b$  の値と  $f$  との關係は次の如くなる。

$1 - \left( \frac{f}{f_0} \right)^2 = 0$	$f = f_0$	$b^2 = 0$
$2 \frac{\left( 1 - \left( \frac{f}{f_0} \right)^2 \right)}{\left( \frac{f}{f_0} \right)^2 a} = 1$	$f = f_0 \sqrt{\frac{1}{\frac{a}{2} + 1}}$	$b^2 = 1$
	$f > f_0 \sqrt{\frac{1}{\frac{a}{2} + 1}}$	$b^2 < 1$
	$f < f_0 \sqrt{\frac{1}{\frac{a}{2} + 1}}$	$b^2 > 1$

又  $b_i$  は

$$b_1^2 = \frac{2(\omega^2 CL - 1)}{\omega^2 C_g L} = \frac{2 \left\{ \left( \frac{f}{f_0} \right)^2 - 1 \right\}}{\left( \frac{f}{f_0} \right)^2} \dots\dots\dots (101')$$

である爲  $b$  の値に準じて考察し得る。

### 総 括

以上の計算結果より線輪に沿ふ電位分布と周波数との関係を一括すれば次の如くなる。

$$f < f_0 \sqrt{\frac{1}{1 + \frac{a}{2}}} \left\{ \begin{array}{l} Y = \frac{1 - \frac{y}{2b} \log \frac{b+y}{b-y}}{1 - \frac{1}{2b} \log \frac{b+1}{b-1}} \dots\dots\dots (102) \\ Y = \frac{1}{(y=0) 1 - \frac{1}{2b} \log \frac{b+1}{b-1}} \dots\dots\dots (103) \end{array} \right.$$

$$f_0 > f > f_0 \sqrt{\frac{1}{1 + \frac{a}{2}}} \left\{ \begin{array}{l} Y = \frac{1 - \frac{y}{2b} \left( \log \frac{y+b}{y-b} + j\pi \right)}{1 - \frac{1}{2b} \left( \log \frac{y+1}{y-1} + j\pi \right)} \dots\dots\dots (104) \\ \text{(但し } b < y \text{ の場合は分子は式 (102) の分子を用ふ。)} \\ Y = \frac{1}{(y=0) 1 - \frac{1}{2b} \left( \log \frac{y+1}{y-1} + j\pi \right)} \dots\dots\dots (105) \end{array} \right.$$

$$f = f_0 \left\{ \begin{array}{l} Y = y \dots\dots\dots (106) \\ Y_{(y=0)} = 0 \dots\dots\dots (107) \end{array} \right.$$

$$f > f_0 \left\{ \begin{array}{l} Y = \frac{1 + \frac{y}{b_1} \tan^{-1} \frac{y}{b_1}}{1 + \frac{1}{b_1} \tan^{-1} \frac{1}{b_1}} \dots\dots\dots (108) \\ Y = \frac{1}{(y=0) 1 + \frac{1}{b_1} \tan^{-1} \frac{1}{b_1}} \dots\dots\dots (109) \end{array} \right.$$

但し

$$b = \sqrt{\frac{2\left(1 - \left(\frac{f}{f_0}\right)^2\right)}{\left(\frac{f}{f_0}\right)^2 a}} \quad a = \frac{C_g}{C}$$

$$b_1 = \sqrt{\frac{2\left(\left(\frac{f}{f_0}\right)^2 - 1\right)}{\left(\frac{f}{f_0}\right)^2 a}}$$

## 數 値 例

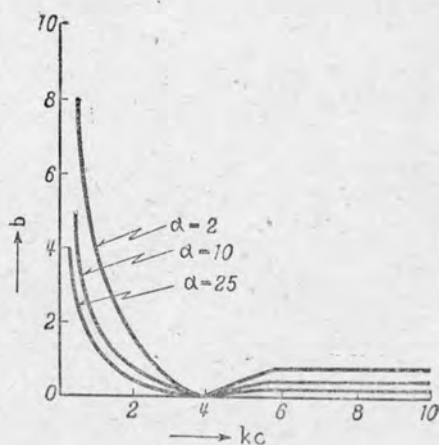
前記計算結果に數値を當てはめて計算すれば次の如くなる。簡單の爲  $f_0 = 4000C$   
 $a = \frac{C_g}{C} = 2, 10, 25$ , として計算を行つた。

1.  $b$  及び  $b_1$  の計算

種々なる周波數に對する  $b$  及び  $b_1$  の値を  $b=2, 10, 25$  に就て計算すれば第10表の如くなる。第10表を曲線に畫けば第69圖の如くなり周波數の増加するに従つて急激に減少し同調點より後は極めて緩慢に上昇して1に接近する曲線となる。

第 10 表

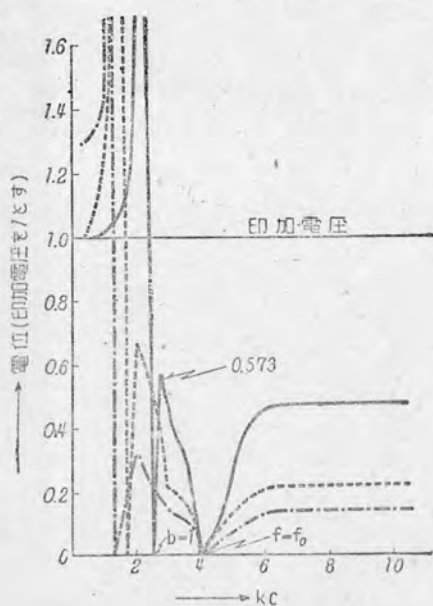
$f(c)$	$a=2.0$	$a=10$	$a=25$
500	8	3.58	2.26
1000	3.96	1.77	1.12
2000	1.73	1.77	0.49
3000	0.73	0.33	0.21
3500	0.55	0.25	0.16
4000	0	0	0
5000	0.404	0.18	0.115
6000	0.79	0.35	0.223
7000	0.8	0.36	0.23
8000	0.8	0.36	0.23
9000	0.8	0.36	0.23
1.0000	0.81	0.362	0.23
$\infty$	1.0	0.447	0.284

第69圖  $b$  及び  $b_1$  と周波數との關係

第 11 表

f(c)	a = 2.0		a = 10		a = 25	
	b 或は b <sub>1</sub>	開放端電位	b 或は b <sub>1</sub>	開放端電位	b 或は b <sub>1</sub>	開放端電位
500	8	1.0	3.58	1.09	2.26	1.29
1000	3.96	1.0	1.77	1.22	1.12	1.07
2000	1.73	1.0	0.77	0.102 - j0.653	0.49	-j0.316
2500	1.0	0	—	—	—	—
3000	0.73	-0.465	0.33	-j0.21	0.21	-j0.135
3500	0.55	-0.35	0.25	-j0.161	0.16	-j0.102
4000	0	0	0	0	0	0
5000	0.404	0.27	0.18	0.1145	0.12	0.076
6000	0.79	0.47	0.35	0.221	0.223	0.142
7000	0.8	0.47	0.36	0.226	0.23	0.146
∞	1.0	0.55	0.447	0.279	0.284	0.18

第70圖 開放端電位と周波数との關係



## 2. 開放端電位

第10表の  $b$  又は  $b_1$  の値に従つて開放端電位を計算すれば第11表の如くなる。第11表を曲線にかけば第70圖の如くなり共振點に於て零となりそれより低周波に於て無限大になる點がある。この周波数は

$$\frac{1}{2b} \log \frac{b+1}{b-1} = 1(b \div 1.2)$$

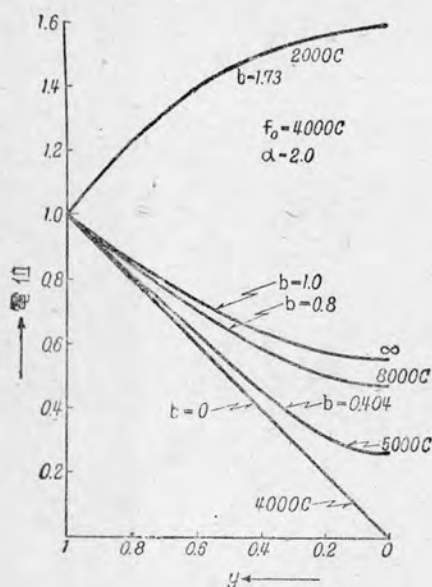
なる關係を満足する周波数である。共振周波数より高周波に於ては周波数による影響は少く印



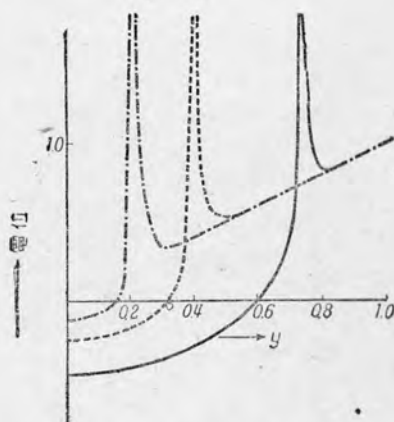
加電壓より高電位に見舞はれる事は無い。尙  $\alpha$  に比例して開放端電位は低下する事が知られる。

### 3. 電位分布曲線

式(102)より式(109)迄の計算式によつて線輪上に於ける電位分布を計算し



第71圖 中性點開放時の電位分布



第72圖  $b < 1$  なる場合の中性點開放時の電位分布曲線

第 12 表

$f=2,000C$ ( $b=1.73$ )		$f=3,000C$ ( $b=0.73$ )		$f=5,000C$ ( $b=0.404$ )		$f=8000C$ ( $b=0.8$ )		$f = \infty$ ( $b_1=1.0$ )	
y	Y	y	Y	y	Y	y	Y	y	Y
1.0	1.0	1.0	1.0	1.0	1.0	1.0	1.0	1.0	1.0
0.8	1.23	0.8	0.95	0.8	0.84	0.8	0.84	0.8	0.85
0.6	1.4	0.73	$\infty$	0.6	0.65	0.6	0.704	0.6	0.74
0.4	1.5	0.7	0.31	0.4	0.46	0.4	0.59	0.4	0.64
0.2	1.57	0.6	0.023	0.2	0.32	0.2	0.504	0.2	0.58
0	1.6	0.4	-0.31	0.1	0.27	0.1	0.48	0.1	0.56
		0.2	-0.43	0	0.26	0	0.47	0	0.56
		0	-0.41						

之を曲線に畫けば第71圖の如くなり共振周波數以下の周波數に於ては開放端電位は印加電壓より高電位となり線輪端に進むに従つて降下する曲線となる。尙  $b < 1$  なる場合には第72圖の如く異常電位分布を現はし線輪中に於て非常に高電位を發生し異常電位傾度を發生する部分もある。然し異常電位を發生する周波數は局限せられて居る爲測定結果には表はれない場合がある。第12表及び第13表に此等の電位分布の計算結果を示す。

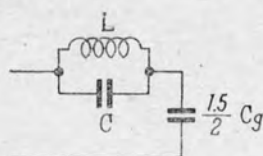
第 13 表

 $\omega^2 CL < 1, b < 1$  なる 場 合

$b = 0.1$		$b = 0.2$		$b = 0.4$	
y	Y	y	Y	y	Y
1.0	1.0	1.0	1.0	1.0	1.0
0.8	0.8	0.8	0.8	0.8	0.8
0.6	0.6	0.6	0.6	0.6	0.6
0.4	0.4	0.4	0.4	0.4	$\infty$
0.2	0.2	0.3	0.33	0.3	0.057j
0.1	$\infty$	0.2	$\infty$	0.2	0.18 j
0	0.063j	0.1	0.092j	0.1	0.24 j
		0	0.1270	0	0.26 j

### 13. 非共振變壓器の開放端に發生する電位振動 (減衰衝擊波の場合、截斷波の場合)

式 (73) より中性點を開放せる場合には一般に中性點に  $\frac{(2-\beta^2)(2C+\beta^2C_g)}{(1-\beta^2)\beta^2C_g}$  なる振幅を有し  $f = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{2}{(2C+\beta^2C_g)L}}$  なる周波數を有する振動を發生する。然るに  $\beta$  は圖計算によつて求められるもので 1.2 の附近の値を取り得るのである爲前節に於ては 1.19 として計算を行つたが 1.225 とするも著しい誤差を生じない事は勿論である。然らばその振幅は  $\frac{2C+1.5C_g}{1.5C_g}$  となり、その周波數は  $f = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{2}{(2C+1.5C_g)L}}$  となる爲その等價回路は第73圖の如く C 及び



第73圖 中性點開放時の非共振變壓器等價回路

・  $L$  の並列回路と  $\frac{1.5}{2}C_g$  が直列に接続されたる回路にて表はす事が出来る。故に減衰衝擊波の到來せる場合の中性點電位は

$$e_n = e_0 \frac{p \frac{1.5}{2} C_g}{\frac{pL}{1+p^2CL} + \frac{1}{p \frac{1.5}{2} C_g}} = \frac{1+p^2CL}{p^2L(C+\frac{1.5}{2}C_g)+1} e_0$$

となる。今  $e_0 = \frac{p}{p+a} E$  と置けば

$$e_n = \frac{1+p^2CL}{1+p^2L(C+\frac{1.5}{2}C_g)} \cdot \frac{p}{p+a} E = \frac{Y(p)}{Z(p)} E$$

$Z(p)$  の根を  $p_n$  とすれば

$$p_{n1} = -a, \quad p_{n2} = \pm j \sqrt{\frac{1}{L(C+\frac{1.5}{2}C_g)}}$$

$$\left(p \frac{dZ(p)}{dp}\right)_{p_{n1}} = a \left\{ a^2 L (C + \frac{1.5}{2} C_g) + 1 \right\}$$

$$\left(p \frac{dZ(p)}{dp}\right)_{p_{n2}} = -2 \left\{ \pm j \sqrt{\frac{1}{L(C+\frac{1.5}{2}C_g)}} + a \right\}$$

$$Y(p) p_{n1} = a (1 + a^2 CL)$$

$$Y(p) p_{n2} = \pm j \sqrt{\frac{1}{L(C+\frac{1.5}{2}C_g)}} \left( 1 - \frac{C}{C+\frac{1.5}{2}C_g} \right)$$

$$\begin{aligned} \therefore e = E & \left\{ \frac{1+a^2LC}{1+a^2L(C+\frac{1.5}{2}C_g)} e^{-at} - \frac{\frac{1.5}{2}C_g}{C+\frac{1.5}{2}C_g} \cdot \frac{1}{a^2 + \frac{1}{L(C+\frac{1.5}{2}C_g)}} \right. \\ & \left. \times \sqrt{\frac{1}{L(C+\frac{1.5}{2}C_g)}} a \sin \omega t + \frac{1}{L(C+\frac{1.5}{2}C_g)} \cos \omega t \right\} \end{aligned}$$

尚  $\omega = \sqrt{\frac{1}{L \left( C + \frac{1.5}{2} C_g \right)}}, \quad \omega_0 = \sqrt{\frac{1}{CL}} \quad \text{とすれば}$

$$e = E \frac{\omega^2}{\alpha^2 + \omega^2} \left\{ \left( 1 + \frac{\alpha^2}{\omega_0^2} \right) \varepsilon^{-\alpha t} - \frac{\frac{1.5}{2} C_g}{C + \frac{1.5}{2} C_g} \left( \frac{\alpha}{\omega} \sin \omega t + \cos \omega t \right) \right\}$$

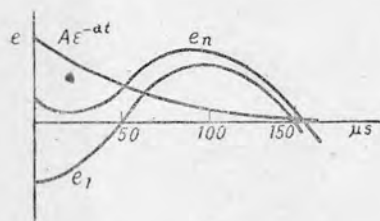
今  $\frac{\alpha}{\sqrt{\alpha^2 + \omega^2}} = \cos \theta, \quad \frac{\omega}{\sqrt{\alpha^2 + \omega^2}} = \sin \theta \quad \text{とすれば}$

$$e = E \frac{\alpha^2 + \omega_0^2}{\alpha^2 + \omega^2} \left( \frac{\omega}{\omega_0} \right)^2 \varepsilon^{-\alpha t} - E \sin \theta \frac{\frac{1.5}{2} C_g}{C + \frac{1.5}{2} C_g} \sin(\omega t + \theta) \dots (110)$$

となり一般に  $C < \frac{1.5}{2} C_g$  である爲上式は

$$e = E \frac{\alpha^2 + \omega_0^2}{\alpha^2 + \omega^2} \left( \frac{\omega}{\omega_0} \right)^2 \varepsilon^{-\alpha t} - E \sin \theta \sin(\omega t + \theta) \dots (111)$$

となり開放端の振動は速かに減衰し第2項のみ残る。然し  $\alpha$  が  $\omega$  に比較して著しく大なる場合には振動は殆んど発生しない事が判る。第74圖は  $\omega = 5000C$  として標準衝撃波の到来せる場合の振動状態を示す。



第74圖 非共振變壓器に於ける  
中性點電位振動

$e_n$  : 開放端電位

$e_1$  :  $E \sin \theta \sin(\omega t + \theta)$

$A \varepsilon^{-\alpha t}$  :  $E \frac{\alpha^2 + \omega_0^2}{\alpha^2 + \omega^2} \left( \frac{\omega}{\omega_0} \right)^2 \varepsilon^{-\alpha t}$

次に截斷波の到来せる場合は變壓器一次線輪の短絡の場合の如く、線輪中に包藏せられたるエネルギーによつて衝撃波を外部より印加せる場合に比較して被害が大なる事は三浦氏その他の研究者によつて證明せられて居る。開

放端電位も單獨なる衝撃波の場合より異なつた値になるものである。木村氏<sup>(16)</sup>は中性點に於ける截斷波による電位振動について並型變壓器と非共振變壓器の比較を行ひ實驗的に非共振變壓器の優秀なる事を述べて居る。

著者！先に非共振變壓器の中性點に於ける電位は次の式にて表はされる事を

述べた。即ち

$$e = e_0 (1 - A \cos \omega t) \dots\dots\dots (112)$$

但し

$$A = \frac{(2 - \beta^2)(2C + \beta^2 C_g)}{(1 - \beta^2) \beta^2 C_g}$$

$$\omega = \sqrt{\frac{2}{(2C + \beta^2 C_g)L}}$$

$$k = \frac{C_g}{C} \quad \beta \div 1.2$$

$e_0$  = 印加電壓 (波尾を有せざるものとする)

截斷波を簡單の爲長さ  $t_1$  なる矩形波として計算すれば  $t=0$  にて  $e_0$  なる電壓を印加し  $t_1$  秒後に  $e_0$  なる電壓が印加せられた場合について考へればよい。それ故にその場合に於ける中性點電位は

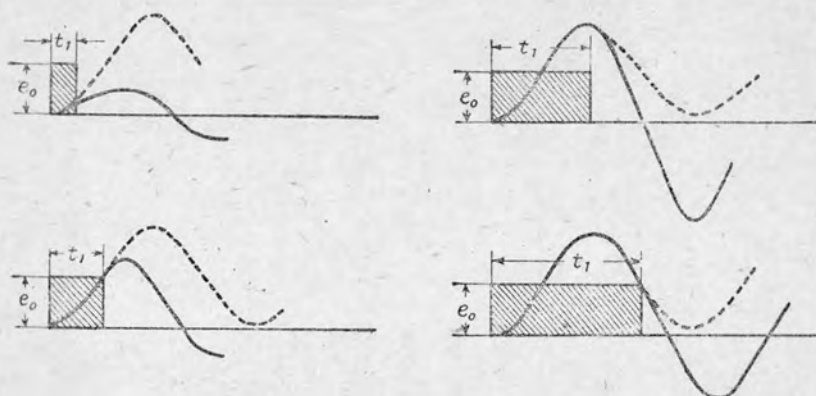
$$\begin{aligned} e &= e_0 \{ (1 - A \cos \omega t) - (1 - A \cos \omega(t - t_1)) \} \\ &= A e_0 \{ \cos \omega(t - t_1) - \cos \omega t \} \\ &= 2A e_0 \sin \omega(t - \frac{t_1}{2}) \sin \frac{\omega}{2} t_1 \end{aligned}$$

となる。即ち開放端電位は振幅  $2A e_0 \sin \frac{\omega}{2} t_1$  なる正弦波振動を爲す事が知られる。故に振幅の最大値は

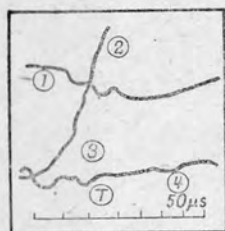
$$\sin \frac{\omega}{2} t_1 = \pm 1 \quad \therefore \frac{\omega}{2} t_1 = n\pi$$

なる時で振幅は  $2A e_0$  となる。A の値は  $1 \sim 0$  である爲起り得る最大振幅は  $2e_0$  となり印加電壓の2倍になる可能性がある。然し一般に  $t_1$  は極めて短時間である爲振幅も極めて小となり安全である。今開放端初期電位が零の場合に就て截斷時間の差による開放端電位變化を圖示すれば第75圖の如くなり截斷時間が開放端電位振動の  $\frac{1}{2}$  周期より短ければ印加電壓の2倍に達する事はなく  $t_1$  が短かければそれだけ最高到達電位は極めて小なる事が知られる。之に關する實驗結果は木村氏<sup>(16)</sup>の論文のオシログラムより見るも極めて明瞭であり、突發的高電位の發生を懸念する必要無く補正効果を擧げる事が出来るものである。(第76

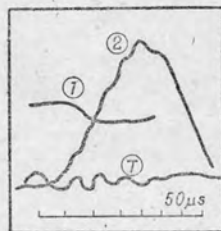
圖参照)



第 75 圖 衝擊波による非共振變壓器中性點電位振動

 $t_1$ : 電壓印加時間 $e_0$ : 印加電壓

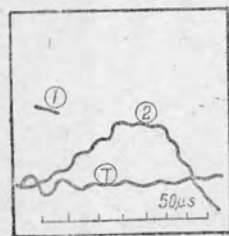
(a)



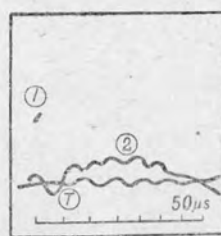
(b)

第 76 圖

非共振變壓器に於ける到來波の截斷時間と中性點電位との關係 (木村氏撮影)



(c)



(d)

#### 4. 變壓器兩端より同時に衝擊波の到來せる場合 の電位振動

非共振電壓器に於ける電位振動は式(62)により次の如く表はす事が出来る。

$$e = e_0 \left\{ By - \frac{1}{A} \frac{p^2 C_g L}{1+p^2 CL} \left( 1 + y \sqrt{\frac{p^2 C_g L}{2(1+p^2 CL)}} \right. \right. \\ \left. \left. \tan^{-1} \sqrt{\frac{p^2 C_g L}{2(1+p^2 CL)}} y \right) \right\} \dots\dots\dots (113)$$

式(113)に於て

$$\begin{array}{ll} y=0 & \text{にて} \quad e=e_0 \\ y=1 & \text{にて} \quad e=e_0 \end{array} \left. \vphantom{\begin{array}{l} y=0 \\ y=1 \end{array}} \right\} \text{なる條件を代入すれば}$$

$$1 = -\frac{1}{A} \frac{p^2 C_g L}{1+p^2 CL} \\ B = -\sqrt{\frac{p^2 C_g L}{2(1+p^2 CL)}} \tan^{-1} \sqrt{\frac{p^2 C_g L}{2(1+p^2 CL)}} \dots\dots\dots (114)$$

A 及び B を式(113)に代入すれば

$$e = e_0 \left\{ 1 - y \sqrt{\frac{p^2 C_g L}{2(1+p^2 CL)}} \left( \tan^{-1} \sqrt{\frac{p^2 C_g L}{2(1+p^2 CL)}} y \right. \right. \\ \left. \left. - \tan^{-1} \sqrt{\frac{p^2 C_g L}{2(1+p^2 CL)}} \right) \right\} \dots\dots\dots (115)$$

尙周知の如く  $\tan a$  と  $a$  の間には次の式が成立する。

$$a = \tan a - \tan^3 a + \frac{1}{5} \tan^5 a \dots\dots\dots (116)$$

$$\tan a \cdot a = \tan^2 a - \frac{1}{3} \tan^4 a + \frac{1}{5} \tan^6 a \dots\dots\dots (117)$$

$$\text{今} \quad \frac{p^2 C_g L}{2(1+p^2 CL)} = \tan a \quad \text{とすれば}$$

$$\sqrt{\frac{p^2 C_g L}{2(1+p^2 CL)}} \tan^{-1} \sqrt{\frac{p^2 C_g L}{2(1+p^2 CL)}} = \sqrt{\frac{p^2 C_g L}{2(1+p^2 CL)}} \\ - \frac{1}{3} \left( \frac{p^2 C_g L}{2(1+p^2 CL)} \right)^2 + \frac{1}{5} \left( \frac{p^2 C_g L}{2(1+p^2 CL)} \right)^3 \dots\dots (118)$$

同様にして

$$\sqrt{\frac{p^2 C_g L}{2(1+p^2 CL)}} y \tan^{-1} \sqrt{\frac{p^2 C_g L}{2(1+p^2 CL)}} y = y^2 \frac{p^2 C_g L}{2(1+p^2 CL)} - \frac{1}{3} y^4 \left( \frac{p^2 C_g L}{2(1+p^2 CL)} \right)^2 + \frac{1}{5} y^6 \left( \frac{p^2 C_g L}{2(1+p^2 CL)} \right)^3 - \dots (119)$$

それ故式 (119) は

$$e = e_0 \left[ 1 - \left\{ y(1-y) \frac{p^2 C_g L}{2(1+p^2 CL)} - \frac{1}{3} y(1-y^3) \frac{p^2 C_g L}{2(1+p^2 CL)} + \frac{1}{5} y(1-y^5) \left( \frac{p^2 C_g L}{2(1+p^2 CL)} \right)^3 - \dots \right\} \right] \dots (120)$$

今  $e_0 = EH(t)$  とすれば

$$\begin{aligned} y(1-y) \left( \frac{p^2 C_g L}{2(1+p^2 CL)} \right) H(t) &= f_1(p) = \frac{Y_1(p)}{Z_1(p)} H(t) \\ -\frac{1}{3} y(1-y^3) \left( \frac{p^2 C_g L}{2(1+p^2 CL)} \right)^2 H(t) &= f_2(p) = \left( \frac{Y_1(p)}{Z_1(p)} \right)^2 H(t) \\ -\frac{1}{5} y(1-y^5) \left( \frac{p^2 C_g L}{2(1+p^2 CL)} \right)^3 H(t) &= f_3(p) = \left( \frac{Y(p)}{Z(p)} \right)^2 H(t) \end{aligned}$$

とすれば

$$\begin{cases} Y_1(p) = p^2 C_g L y(1-y) \\ Z_1(p) = 2(1+p^2 CL) \end{cases}$$

となる。

$Z_1(p)=0$  の根を  $p_n$  とすれば

$$p_n = \pm j \frac{1}{\sqrt{LC}} \dots (121)$$

之は  $f_1, f_2, f_3 \dots$  の共通根であり  $f_2$  以下は重根を有する爲其の計算は極めて複雑となるが之を次の如く考へれば電位振動の近似値を求める事が出来る。即ち重根よりその振動数は一定となり  $\omega = \frac{1}{\sqrt{LC}}$  である事が知られる、その振幅は簡単に初期電位分布と最終電位分布により決定されると考へる事が出来る。そこで簡単に爲波頭の短い衝撃波が到来したものとすれば式(115)に於て  $p \rightarrow \infty$  とすれば次式の如くなり初期電位分布を表はす。即ち

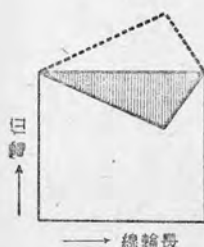


$$e = e_0 \left\{ 1 - y \sqrt{\frac{C_g}{2C}} \left( \tan^{-1} \sqrt{\frac{C_g}{2C}} y - \tan^{-1} \sqrt{\frac{C_g}{2C}} \right) \right\} \dots\dots\dots (122)$$

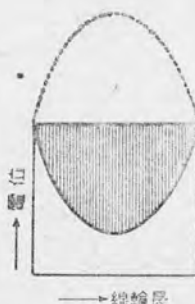
尙最終電位分布は  $e_0 = E$  である爲非共振變壓器の兩端より擾亂波の侵入せる場合の電位振動は次式により與へられる。

$$e = E \left\{ 1 - y \sqrt{\frac{C_g}{2C}} \left( \tan^{-1} \sqrt{\frac{C_g}{2C}} - \tan^{-1} \sqrt{\frac{C_g}{2C}} y \right) \cos \frac{t}{\sqrt{LC}} \right\} \dots (123)$$

にて表はす事が出来る。然るに初期電位分布は第77圖の如きものでありその内部振動は第77圖の斜影部分を振幅とせる正弦波振動を爲す事が知られる。然らば之を並型變壓器に比較して如何なる點が優越せるものであるかと云ふ疑問が生ずるが、初期電位分布より明かなる如く非共振變壓器にては最大振幅が並型變壓器に比較して極めて少くなる。尙その周波数は線輪の有する固有振動數と



第77圖 非共振變壓器の兩端より電  
壓を印加せる場合の電位分布



第78圖 並型變壓器の兩端より同時  
に電壓を印加せる場合の電位分布

なり高調波を有せざる爲異常電位傾度を生ずる危険も少くなる。尙並型變壓器に於ける初期電位分布は第78圖の如くなり斜線部分を振幅とせる内部振動を發生する爲中央部分の電位は印加電壓の2倍近くにも達する危険性がある。更に初期電位傾度は非共振變壓器に比較して著しきものあり、變壓器の兩端より同時に擾亂波の侵入せる場合にも非共振變壓器は有効に働くものである事が知られる。

## 5. 變壓器兩端より同時に周期的振動電壓の到來 せる場合の電位振動

式 (84) より非共振變壓器の電位分布は次の如くなる。

$$Y = By - \frac{A}{b_2} \left( 1 - \frac{y}{2b} \log \frac{b+y}{b-y} \right) \dots \dots \dots (124)$$

兩端より電壓を同時に印加する場合には  $Y=0$  にて  $Y=1$  なる爲式 (124) に代入すれば

$$1 = \frac{A}{b^2} \quad \therefore A = b^2 \dots \dots \dots (125)$$

となる。次に  $y=1$  にて  $Y=1$  なる條件を代入すれば式 (124) は

$$1 = B \frac{A}{b^2} \left( 1 - \frac{1}{2b} \log \frac{b+1}{b-1} \right) \dots \dots \dots (126)$$

式 (125) を式 (126) に代入して  $B$  を求むれば

$$B = \frac{1}{2b} \log \frac{b+1}{b-1} \dots \dots \dots (127)$$

従つて式 (124) は

$$Y = \frac{y}{2b} \log \frac{b+1}{b-1} + \left( 1 - \frac{y}{2b} \log \frac{b+y}{b-y} \right) = 1 + \frac{y}{2b} \left( \log \frac{b+1}{b-1} - \log \frac{b+y}{b-y} \right) \dots (128)$$

式 (128) は  $\omega^2 CL < 1$  なる場合に於ける非共振變壓器兩端より電壓を印加せる場合の電位分布を示す。式 (128) に於て  $b < y < 1$  なる場合には

$$Y = 1 + \frac{y}{2b} \left( \log \frac{1+b}{1-b} - \log \frac{y+b}{y-b} \right) \dots \dots \dots (129)$$

又  $y < b < 1$  なる場合には

$$Y = 1 + \frac{y}{2b} \left( \log \frac{1+b}{1-b} - \log \frac{b+y}{b-y} + j\pi \right) \dots \dots \dots (130)$$

となりこの場合には變壓器内部の電壓は印加端子に對してその位相を異にする事が判る。

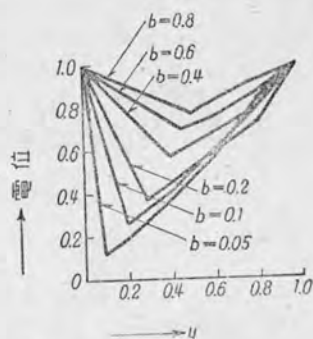
### 2. $1 - \omega^2 CL < 0$ なる場合

式 (95) より  $\omega^2 CL > 1$  に於ける電位分布は

$$Y = By - \frac{A}{b_1^2} \left( 1 + \frac{y}{b_1} \tan^{-1} \frac{y}{b_1} \right) \dots \dots \dots (131)$$



以上の計算結果を曲線に描けば第79圖の如くなり  $b_1$  が減少するに従つて換言すれば線輪の共振周波數に近接するに従つて線輪中に於ける電壓降下は次第に大となり中性點に近接するに従つて電位傾度は著しく大となり.  $b$  の値を左右する他の要素は  $\alpha = \frac{C_g}{C}$  にしてこの値を大にする爲には  $C_g$  に比較して  $C$  の値を大にする事であるが之は設計上制限を受け希望通りには出来ない. 従つて線輪の共振周波數の選定が最も大なる問題となる.



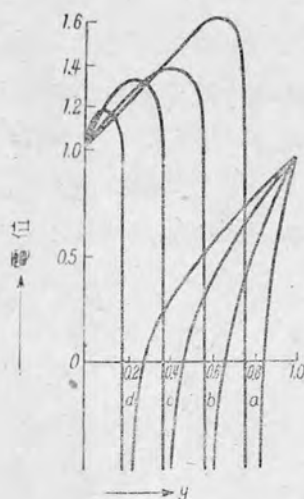
第79圖 非共振變壓器兩端より同時に電壓を印加せる場合の電位分布 ( $\omega^2 CL > 1$  の場合)

## 2. $\omega^2 CL < 1$ なる場合

第15表は  $\omega^2 CL < 1$  なる場合に就て計算せる電位分布を示す. そのパラメーターとしては  $b$  を用ひた. 次に以上の計算結果を曲線に描けば第80圖及び第81圖の如くなり,  $b > 1$  なる場合には周波數の極めて低い場合では中高の電位分布となる. 然し  $b$  が1に近接するに従つて高電位點は  $y=1$  に接近し  $b=1$  の

第 15 表  $\omega^2 CL < 1$  なる 場合

b=1.2		b=1.5		b=2.0		b=0.2		b=0.4		b=0.6		b=0.8	
y	Y	y	Y	y	Y	y	Y	y	Y	y	Y	y	Y
0.8	1.26	0.8	1.11	0.8	1.05	0.8	0.88	0.8	0.75	0.9	0.83	0.95	0.85
0.6	1.33	0.6	1.15	0.6	0.07	0.6	0.57	0.6	0.43	0.8	0.46	0.9	0.64
0.4	1.28	0.4	1.14	0.4	1.07	0.4	0.37	0.4	$-\infty$	0.7	0.304	0.8	$-\infty$
0.2	1.17	0.2	1.09	0.2	1.05	0.2	1.1	0.3	$0.59 + 0.18j$	0.6	$-\infty$	0.7	$0.78 + 1.38j$
0.1	1.096	0.1	1.05	0.1	1.03	0.1	$0.84 + 0.79j$	0.2	$7.063 + 0.79j$	0.5	$0.68 + 1.130j$	0.6	$1.09 + 1.18j$
								0.1	$1.18 + 0.39j$	0.4	$0.93 + 1.05j$	0.4	$1.15 + 0.79j$
										0.3	$1.087 + 0.79j$	0.3	$1.203 + 0.59j$
										0.2	$1.15 + 0.52j$	0.2	$1.19 + 0.395j$
										0.1	$1.088 + 0.26j$	0.1	$1.13 + 0.196j$



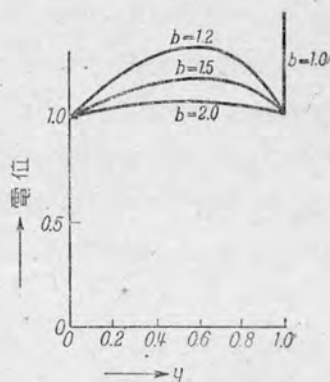
第80圖  
(第79圖に同じ)  
( $\omega^2 CL < 1, b < 1$   
の場合)

a :  $b=0.8$

b :  $b=0.6$

c :  $b=0.4$

d :  $b=0.2$



第81圖 (第79圖に同じ)  
( $\omega^2 CL < 1$  の場合)

場合  $y=1$  に於てその電位は無限大となる。  $b=1$  なる場合の周波数は

$$\sqrt{\frac{2(1-\omega^2 CL)}{\omega^2 C_g L}} = 1 = \sqrt{\frac{1}{L\left(\frac{C_g}{2} + C\right)}}$$

$$\therefore \omega = \sqrt{\frac{2}{L(C_g + 2C)}}$$

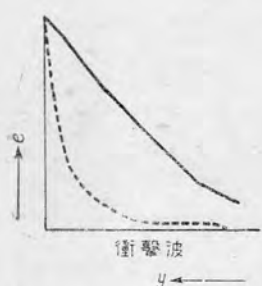
即ち線輪のイムピーダンスと對地容量の  $1/2$  の靜電容量との直列共振周波数である。次に  $b < 1$  の場合には第80圖の如く印加電壓と線輪中の電位とは位相を異にし線輪中に零電位點と電位無限大なる點を生ずる爲その電位傾度及び電位に著しきものあり危険である。

## 6. 實驗結果

### 1. 中性點開放時の電位分布

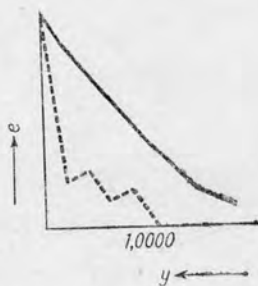
著者は對地靜電容量として單位線輪當り  $100\mu\text{f}$  鐵心ある場合につき一端を開放して他端より各種周波数を有する周期的振動電壓を印加した場合の各タップに於ける電位をブラウン管によつて測定した。尙補正を行はざる場合の電位

分布も測定し比較に便ならしめた。最後に衝撃波による各タップ 電位振動を撮影し一端開放の場合の非共振變壓器の内部振動に及ぼす影響も調査した。鐵心及び線輪相互誘導を有せざる場合に測定せる單位線輪の固有周波数は、大約 6000C であつたが鐵心及び相互誘導を有する場合及び補正容量を並列に接続する場合には著しくその値を異にするは勿論であり、 $f_0$  の値も本實驗に於ては定かならざるものである。即ち第82圖より第87圖迄は、一端開放の場合に於ける

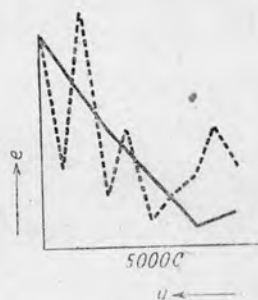


第82圖 中性點開放時の電位分布曲線

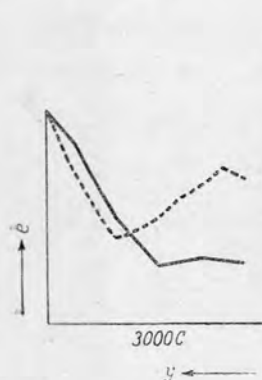
實線：補正後、 點線：補正前



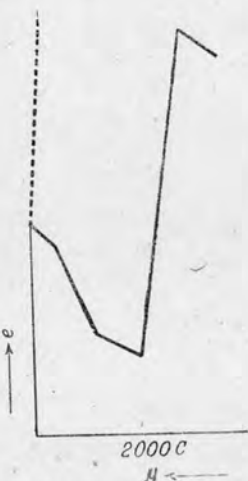
第83圖 (第82圖に同じ)



第84圖 (第82圖に同じ)



第85圖 (第82圖に同じ)



第86圖 (第82圖に同じ)



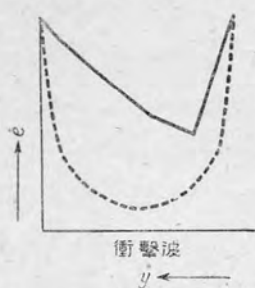
第87圖 (第82圖に同じ)

500C~1.0000C の周期的振動電壓による電壓分布曲線を示すもので實線は補正後を點線は補正前を示す。鎖線は線輪底面即ち補正點の電位を示す。共振周波數  $f_0$  は4000Cと5000Cとの間に存在するものの如く線輪自體の共振周波數に比較して低くなつて居るのは相互誘導の影響によるものと思はれる。尙圖に於て6000C以上の周波數に於ては計算によつて求められたる  $\omega^2 CL > 1$  なる場合に相當し計算結果とよく一致する事が知られる。この場合の計算結果より明かな如く開放端電位は印加電壓より高くなる事は無く  $\alpha$  の値が大なる程その電位は低くなる。6000C~5000C の部分の電位分布は實驗結果より見れば計算例に於ける  $\omega^2 CL < 1$  なる場合の内  $b < 1$  なる場合に相當したる電位分布となり線輪中に零電位と無限大電位がある爲開放端より一段降下して再び上昇する如き曲線となる。更に周波數が低下すれば無限大電位が電壓印加端子附近にある事を證明して居る。1000C以下に於ては  $b > 1$  となり計算例に於けると同様開放端電位は印加電壓より高電位となる。以上の實驗結果より非共振變壓器の一端開放せる場合には高周波部分に於て著しく改善されて居る事が判る。即ち補正前に於ける第1線輪の異常電位傾度はいづれの場合に於ても著しく減殺される。然し低周波に於ては之が優劣を一概に論ずる事は出来ない。それ故上記の如き場合に非共振變壓器を最も有効に動作せしめる爲には線輪の共振周波數を可及的に低くする必要がある。

## 2. 變壓器の兩端より同時に電壓を印加せる場合

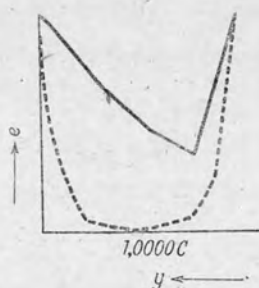
第88圖より第93圖迄は非共振變壓器の兩端より同期的振動電壓を印加せる場合の電壓分布を示す。即ち5000C以上の曲線は共振周波數より高周波の場合の電位分布を示すもので計算によつて求めた第79圖の電位分布状態に相當して居る。即ち共振周波數に接近するに従つて電位の最小點は最終線輪に近接し共振周波數に於て終端線輪に全電壓が印加せられる結果となる。著者の實驗に於ては6000C附近で中性點附近に於ける最大電位傾度が發生する事が判つた。4000Cに於ては計算によつて求めた第86圖の電位分布の場合に相當し、線輪中に異

常電位及び異常電位傾度を発生して居る，2000C以下に於ては  $b > 1$  なる場合

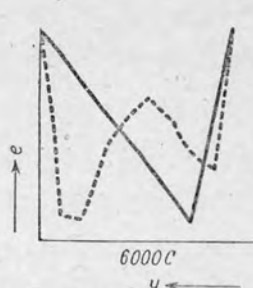


第88圖 兩端より電壓を印  
加せる場合の電位分布

實線：補正後 點線：補正前



第89圖 (第88圖に同じ)



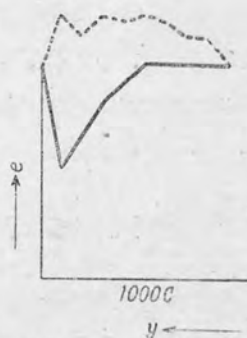
第90圖 (第82圖に同じ)



第91圖 (第89圖に同じ)



第92圖 (第88圖に同じ)



第93圖 (第88圖に同じ)

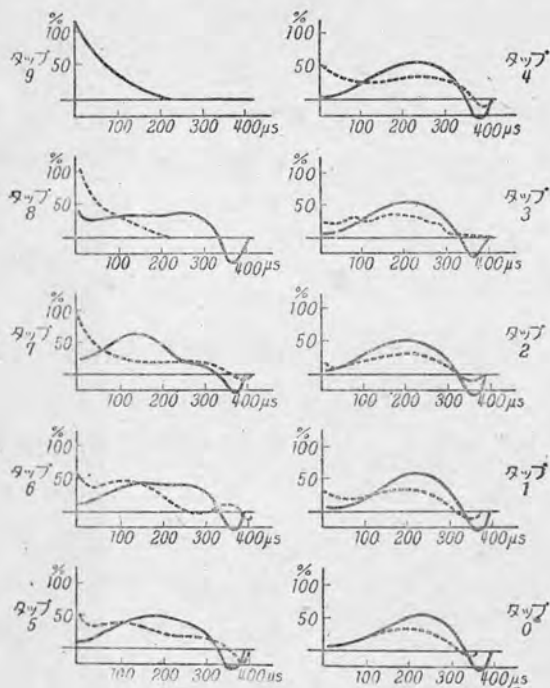


に相當し中高の曲線となる事が知られる。本實驗及び計算結果より了解せられる事は線輪の共振周波数が最も重要な項を爲して居る事、並に之を成るべく低くとる必要があるといふ事である。

## 7. ブラウン管による電壓波形の検討

### 1. 短波尾衝撃波の場合

第94圖は中性点を開放して他端より衝撃波を印加せる場合の變壓器内部各タップに於ける電壓波形である。補正を行つた爲各タップの初期電位は上昇し、

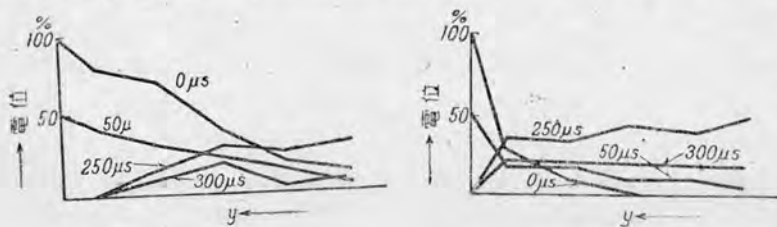


第94圖 中性点開放時の變壓器内部電位振動  
實線：並型變壓器 點線：非共振變壓器

開放端に於ても15%の初期値がある。然しその初期電位傾度は直線的となり異常電位傾度を生ずる事は無い。尚開放端の電位は正弦波振動を爲し、その振幅は約25%となり且200 $\mu$ s後で既に減衰を初めて居る。勿論本變壓器は固有振動數も少く、減衰率も大なるものと思はれるが、200 $\mu$ sで減衰を始め350 $\mu$ sで完全に零になり爾後の振動は發生して居ない。

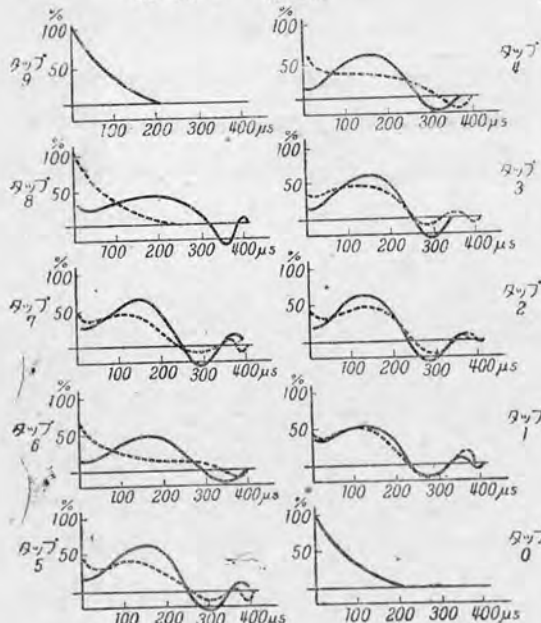
然るに補正前は開放端に於て初期電位は零であり内部振動のみが表はれて居る。この場合に減衰は自己の有する減衰常數のみによる爲、固有振動數の大なる時

には著しい高電位に見舞われる事がある。著者の使用せる変圧器は減衰率高く固有振動数が小なる爲開放端に於て緩慢なる電位上昇を來して居るがそれでも  $200\mu s$  で 50% に達して居る。以上の實驗結果より見て一端開放の変圧器に於ても非共振変圧器は有効である事が判る。更に第95圖は上記オシログラムによつて變壓器内部に於ける電位と時間との關係を曲線に描いたもので開放端電位は初期値を維持し開放端よりの距離に比例して急速に減衰率が大となつて居る事



第95圖 a. 補正後

第95圖 b. 補正前

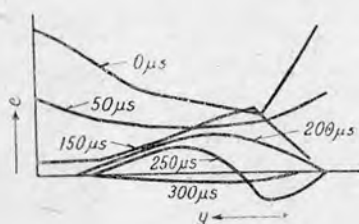


第96圖 變壓器線輪の兩端より同時に衝擊波を印加せる場合の内部電位振動

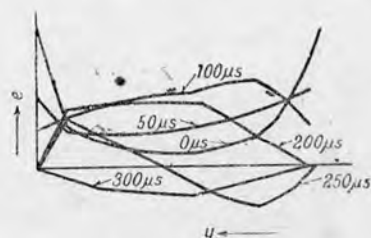
實線：並型變壓器 點線：非共振變壓器

が知られる。即ち開放端電位は相當長時間同一電位に曝されて居る事になる。變壓器内部振動の振幅が距離に比例する事より見て當然である。補正を行はざる場合は初期には双曲線的分布を爲し、印加端の電位は時間と共に急激に減衰するが、開放端は次第に増加し  $200\mu s$  の後50%に達して居る。非共振變壓器に於ては開放端電位は直接印加電壓の影響を受けて最初から或電位を保ち印加電壓の減衰

と共に速かに減衰するに反し通常の變壓器にては短時間に受けた衝撃波によつて蓄積されたエネルギーにより振動を發生し、そのエネルギーの量に比例して振幅が増大するもので、その趣を異にして居る。第96圖及び第97圖は非共振變壓器及び並型變壓器の兩端より衝撃波を印加せる場合の線輪内各タップに於ける電壓波形及び電位分布の時間的變化を求めたものである。即ち第97圖bより補正を行はざる場合には線輪の中央部に於て相當の高電位を發生し活潑なる振



第97圖 a. 補正後



第97圖 b. 補正前

動を爲して居るに反し非共振變壓器に於ては第97圖aの如く大體に於て非振動となり、中央部に於ける電位振動も極めて少い事が知られる。

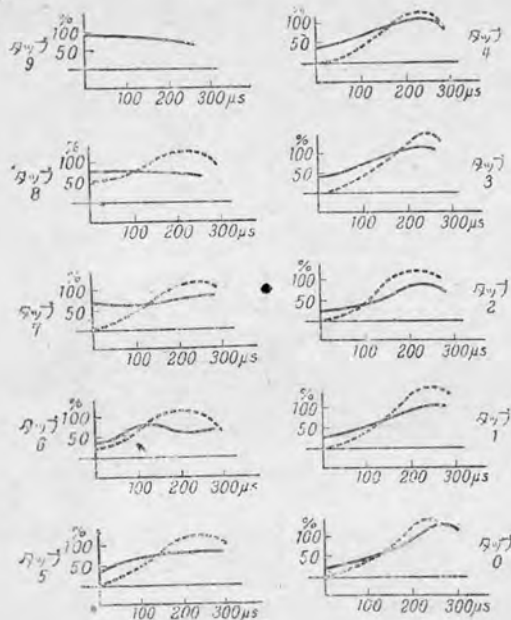
即ち、此等の實驗結果より考察して非共振變壓器はその兩端より衝撃波の印加せられた場合にも、その内部振動の抑制に對し有効に働くものである事が判る。

## 2. 長波尾衝撃波を印加せる場合

### 1. 中性點開放時

短波尾を有する衝撃波に對しては前節に於て報告せる如く線輪の固有振動數に比較して波尾長の短い場合には、開放端及び内部電位は印加電位以上に到達する事はない。而も非共振變壓器の内部振動周波數は單一であると同時に並型變壓器より低周波である爲短波尾の場合にはその最高到達電位が極めて低くなる。然るに長波尾の場合には初期電位分布と最終電位分布とにより包絡せられる振幅を最大振幅として振動する爲その最高到達電位はいづれに於ても印加電

壓を超過する事になり危険状態となる。然し非共振變壓器の開放端電壓は印加電位の2倍以内である爲その耐電壓も著しく減節することが出来る。尙初期電



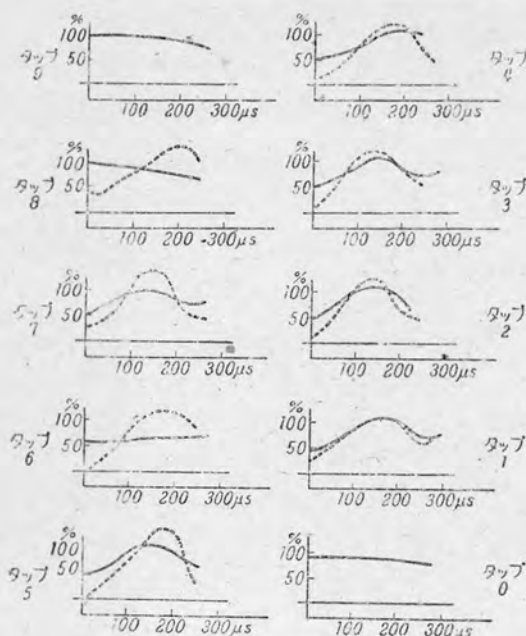
第98圖 長波尾衝撃波による變壓器内部振動

ては開放端に於て印加電壓を超過するも一般には低く初期電位傾度も低い事が判る。

## 2. 兩端より同時に衝撃波を印加せる場合の電位振動

この場合にも長波尾に於ては内部振動による最高到達電位は印加電位を超過する事があり危険状態となる。第99圖は長波尾を兩端より印加せる場合の非共振變壓器及び並型變壓器に於ける内部振動の波形を示すもので實線は補正後を點線は補正前の電壓波形を示す。圖より明かなる如くタップ零附近に於ける電位傾度及び電位振動は兩者共著しき差を認めないが、タップの数が多くなるに従つて補正前に於ては初期電位降下が著しく内部振動による最高到達電位が高くなつて居る事が判る。

位傾度も一樣であり、絶縁破壊防止に資する所甚大である。之に反し並型變壓器に於ては開放端は著しく高電位に見舞れる懸念があるばかりでなく初期電位傾度は著しきものがある。第98圖は各タップ電位振動を示すもので、實線は補正後、點線は補正前の波形を示し圖により明かなる如く補正前はその初期電位に於て高壓端附近に著しき電位傾度を有し、その最高到達電位は變壓器内部に於て100%を超過して居る。然るに補正後に於



第 99 圖

長尾波の到來せる場合  
の變壓器電位振動

實 線 : 補 正 後

點 線 : 補 正 前

### 8. 並列補正法を施せる變壓器の中性點開放時に於ける電位振動

並列補正法に於て線輪單位長當りの補正容量を  $C_m$  とし、對地靜電容量を  $C_g$ 、線輪の分布容量を  $C$ 、誘導係數を  $L$  とし印加電壓を  $e_0$  とすれば線輪内に於ける電位及び電流の間には次の關係式が成立する。

$$\frac{de}{dy} = \frac{pL}{1+p^2CL} i \dots\dots\dots (136)$$

$$\frac{di}{dy} = pC_g e - pC_m (e_0 - e) \dots\dots\dots (137)$$

式 (136) 及び式 (137) より次の關係を得る。

$$\begin{aligned} \frac{d^2e}{dy^2} &= \frac{pL}{1+p^2CL} \{ pC_g e - pC_m (e_0 - e) \} \\ &= \frac{pL}{1+p^2CL} \{ p(C_g + C_m) e - pC_m e_0 \} \dots\dots\dots (138) \end{aligned}$$

式(138)に  $C_m = \frac{y}{1-y} C_g$  を代入すれば

$$\frac{d^2 e}{dy^2} = \frac{pL}{1+p^2 CL} \frac{1}{1-y} pC_g (e-e_0) y \dots\dots\dots (139)$$

を得る。式(139)の一般解は明かに  $e=e_0 y$  である。故にその一般解を  $e=e_0 + y$  とし之を式(139)に代入すれば

$$\begin{aligned} \frac{d^2 y}{dy^2} &= \frac{p^2 C_g L}{1+p^2 CL} \frac{1}{1-y} y \dots\dots\dots (140) \\ &= Z(p) \frac{1}{1-y} y \end{aligned}$$

今式(140)の解を

$$\begin{aligned} b &= A_0 y^m + A_1 y^{m+s} + A_2 y^{m+2s} + \dots\dots\dots + A_\gamma y^{m+\tau s} + A_{\gamma+1} y^{m+(\gamma+1)s} + \dots\dots\dots \\ &\dots\dots\dots (141) \end{aligned}$$

とする。  $b=y^m$  を式(140)に代入すれば

$$\begin{aligned} m(m-1) y^{m-2} &= Z(p) \frac{1}{1-y} y^m \\ \therefore m(m-1) y^{m-2} - m(m-1) y^{m-1} - Z(p) y^m &= 0 \dots\dots\dots (142) \end{aligned}$$

式(142)の最小幂は  $y^{m-2}$  である爲その項を零とすれば

$$m(m-1) = 0$$

$$m=0 \quad m=1$$

を得る。尚  $S=1$  である事は明かである。

次に  $b = A_\gamma y^{m+\gamma} + A_{\gamma+1} y^{m+(\gamma+1)}$  を式(140)に代入すれば

$$\begin{aligned} &A_\gamma (m+\gamma)(m+\gamma-1) y^{m+\gamma-2} + A_{\gamma+1} (m+\gamma+1)(m+\gamma) y^{m+\gamma-1} \\ &= Z(p) \frac{1}{1-y} (A_\gamma y^{m+\gamma} + A_{\gamma+1} y^{m+\gamma+1}) \end{aligned}$$

上式に於て  $A_\gamma$  及び  $A_{\gamma+1}$  を含む項を零とすれば

$$A_{\gamma+1} = \frac{Z(p)}{(m+\gamma)(m+\gamma+1)} A_\gamma \dots\dots\dots (143)$$

故に  $m=0$  の場合は  $\gamma=A_0$  となり  $y=0$  に於ける特解を示す。次に  $m=1$  とすれば

$$A_{\gamma+1} = -A_{\gamma} \frac{Z(p)}{(\gamma+1)(\gamma+2)}.$$

故に

$$A_1 = -A_0 \frac{1}{2} Z(p)$$

$$A_2 = -A_1 \frac{Z(p)}{2 \cdot 3} = A_0 \frac{1}{2} \cdot \frac{1}{2 \cdot 3} (Z(p))^2$$

$$A_{\gamma} = (-1)^{\gamma} A_0 \frac{1}{\gamma!} \frac{1}{(\gamma+1)!} (Z(p))^{\gamma}$$

となる。故に

$$\begin{aligned} \therefore y = A_0 + A_0 B y \left( 1 - \frac{1}{1!} \frac{1}{2!} Z(p) y + \frac{1}{2!} \frac{1}{3!} Z(p)^2 y^2 + \right. \\ \left. (-1)^{\gamma} \frac{1}{\gamma!} \frac{1}{(\gamma+1)!} Z(p)^{\gamma} y^{\gamma} + \dots \right) \end{aligned}$$

然るに電位は  $e = e_0 y + y$  である爲

$$e = y e_0 + A_0 \left[ 1 + B y \left\{ 1 + \sum_{\gamma=1}^{\infty} \frac{(-1)^{\gamma}}{\gamma! (\gamma+1)!} (Z(p) y)^{\gamma} \right\} \right] \dots \dots (144)$$

となる。

### A, B の 決 定

式(136)より電流  $i$  は

$$i = \frac{1+p^2 CL}{pL} \frac{de}{dy}$$

となり式(144)を代入して  $y=0$  と置けば

$$i(y=0) = \frac{1+p^2 CL}{pL} (A_0 B + e_0) = 0 \dots \dots \dots (145)$$

次に  $y=1$  にて  $e=e_0$  なる條件を代入すれば

$$A_0 \left[ 1 + B \left\{ 1 + \sum_{\gamma=1}^{\infty} \frac{(-1)^{\gamma}}{\gamma! (\gamma+1)!} Z(p)^{\gamma} \right\} \right] = 0$$

$$\therefore B = \frac{-1}{1 + \sum_{\gamma=1}^{\infty} \frac{(-1)^{\gamma}}{\gamma!(\gamma+1)!} Z(p)^{\gamma}}$$

$$A_0 = \left( 1 + \sum_{\gamma=1}^{\infty} \frac{(-1)^{\gamma}}{\gamma!(\gamma+1)!} Z(p)^{\gamma} \right) e_0$$

電位  $e$  は式 (144) に  $A_0$ ,  $B$  を代入すれば

$$e = e_0 \left\{ 1 + \sum_{\gamma=1}^{\infty} \frac{(-1)^{\gamma}}{\gamma!(\gamma+1)!} Z(p)^{\gamma} (1 - y^{\gamma+1}) \right\} \dots\dots\dots (146)$$

式 (146) は並列補正法に於ける中性點開放時の電位振動を示すものであるが、 $Z(p)^{\gamma}$  は重根を有する爲その電位を計算する事は極めて複雑となる爲著者は次の如き考察によつてその電位を知る事を得た。即ち  $Z(p)^{\gamma}$  は  $p_n = \pm j \sqrt{\frac{1}{LC}}$  なる重根を有する爲その振動数は單一であり、線輪の固有振動数を以て振動するものである。従つてその振幅は初期電位分布と最終電位分布との電位差となる事は明かである。而して非共振変壓器の等価抵抗は集中常数を有する誘導線輪となり、開放端初期電位は線輪の分布静電容量  $C$  と  $C_g$  との比によつて決定されるものであり、一般に零と見做す事が出来る爲、初期電位分布は直線となる事が判る。故にその振動は第66圖の斜線部分を振幅とし  $\omega = \frac{1}{\sqrt{LC}}$  なる角速度を有する振動を發生するものと思はれる。従つて之を直列補正法の場合に比較すれば振動の周波数は遙かに多くなり危険電位に到達する可能性が多い筈である。然し並列補正法に於てはその構造上補正電流は必ず線輪を通過する爲にその電位分布は上式より變化すべく、殊に周期的振動電壓の場合には線輪の共振作用の爲、之を簡単に求める事は困難であるが、之は實驗的研究に待つ事にして適當なる序列によつて補正點を非共振ならしめた場合にも尙發生すべき線輪底面の振動に對して考察を行つた。即ちこの振動は直列補正法に於ける  $C_g$  點の振動と同様に考察する事が出来る。故に線輪底面の電位を  $e_g$  とすれば式 (49') に於て  $C_y = C_g$  を置けば

$$e_g = \frac{e_0}{2l_b} (2x+1) \left( 1 - \frac{C_g}{4C+C_g} \cos \omega t \right) \dots\dots\dots (147)$$



となり

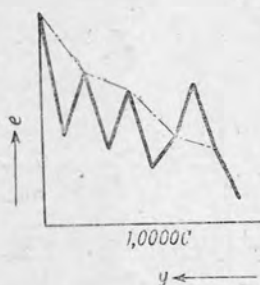
$$\omega = \frac{1}{\sqrt{L \left( C + \frac{C_g}{4} \right)}}$$

である爲、線輪の固有周波數に近い振動を發生する事が判る。

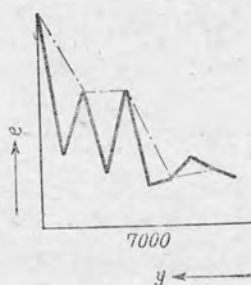
## 9. 實 驗 結 果

### 周期的振動電壓による電位分布

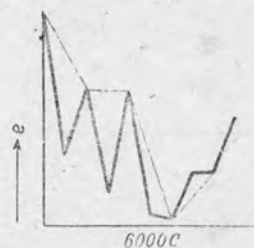
第100圖より第105圖迄は並列補正法に於ける中性點開放時の電位分布を示すもので高周波に於ては大體直線的分布を爲すが多少振動的分布となつて居る。



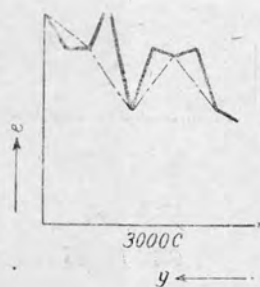
第100圖 並列補正法に  
於ける中性點開放時の  
電位分布  
鎖線：補正點



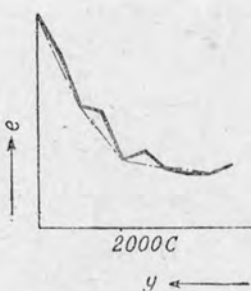
第101圖  
(第100圖に同じ)



第102圖 (第100圖に同じ)



第103圖(第100圖に同じ)



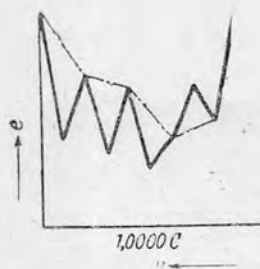
第104圖(第100圖に同じ)



第105圖(第100圖に同じ)

共振周波数に近接するに従つて6000C附近より開放端電位は上昇し、線輪中央部に低電位に発生するに至り線輪内電壓降下は著しく大となる事が知られる。更に低周波になれば1000C附近に於て開放端が印加點より高電位となる。

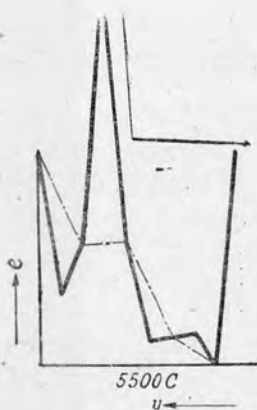
かゝる電位分布は直列補正法と同様であるが、その周波数に於て多少の差異がありその電位分布も直線的分布とならず常に多少の振動を伴ひ補正電流による線輪内の電壓降下も大である事が知られる。次に第106圖より第110圖迄の曲線は並列補正法に於て兩端より周期的振動電壓を印加せる場合の電位分布を示



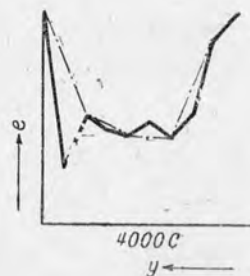
第106圖 並列補正法に於て變壓器の兩端より同時に電壓を印加せる場合の電位分布



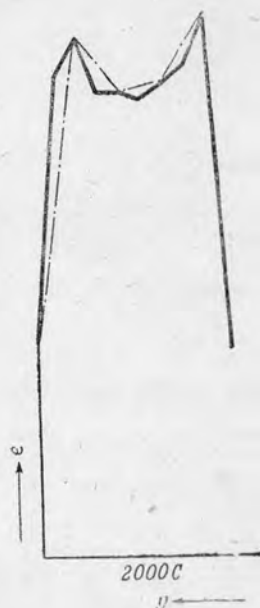
第 107 圖  
(同 106圖)



第108圖 (同 106圖)



第 109 圖  
(同 106圖)

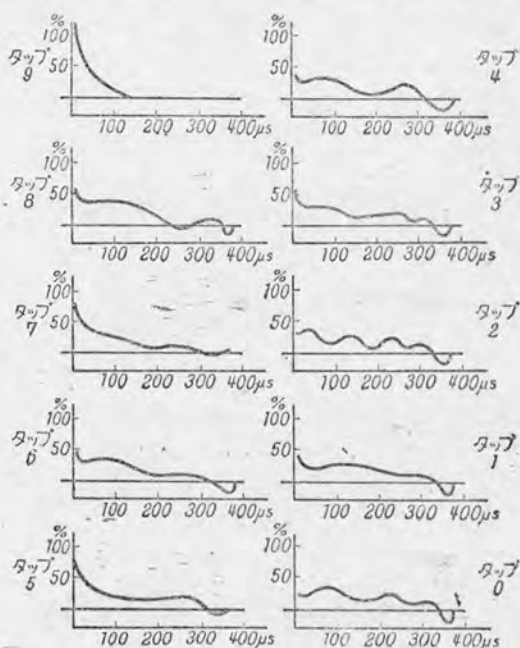


第 110 圖  
(同 106圖)

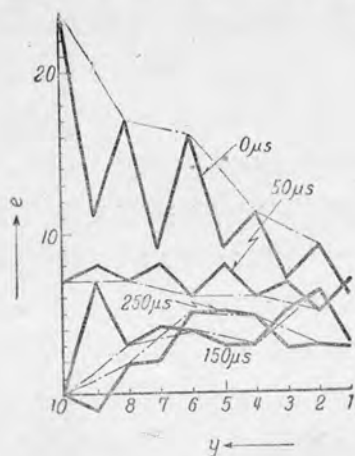
す。鎖線は線輪上面の電位を示すものであるが、共振周波数を5000C前後と見ればそれより高周波に於ては大體直列補正法と同様な傾向を有するが多少振動的電位分布を爲して居る。尙この場合には補正電流が線輪を通過する爲に線輪中に於ける電壓降下が著しい。3000Cに於て中性點附近に異常電位を發生しそれより低周波に於て中高の曲線となる事は直列補正法の場合と全く同様に考察する事が出来る。之を要するに並列補正法に於ても線輪の兩端より電壓を印加せる場合には線輪の共振周波数に於て中性點に異常電位傾度を發生しそれより低周波に於て線輪内に異常電位を發生する事が判る。

## 10. ブラウン管による電位振動の觀察

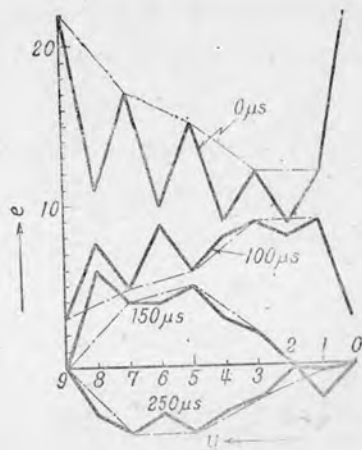
第111圖は中性點開放時の並列補正を施されたる變壓器の衝撃波による變壓器内部電位振動を示すものである。この初期電位分布は直線的の分布となるが附隨振動を發生し、その振動状態は開放端に進むに従つて著しくなる。尙開放端即ちタップ0に於ては線輪の固有振動数(約5000C)を以て振動して居る事が判る。尙電位分布の時間的變化を求めれば第112圖の如くなり、電壓印加點を支點として中性點を腹とせる振動を發生し  $C_g$  點の電位



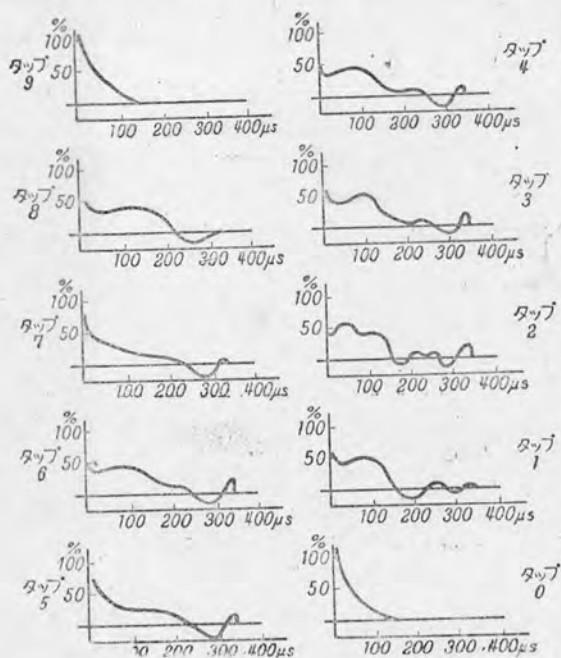
第111圖 並列補正法に於ける中性點開放時の電位振動



第112圖 並列補正法に於ける中性点開放時の電位振動



第114圖 並列補正法に於て線輪の両端より電圧を印可せる場合の電位振動



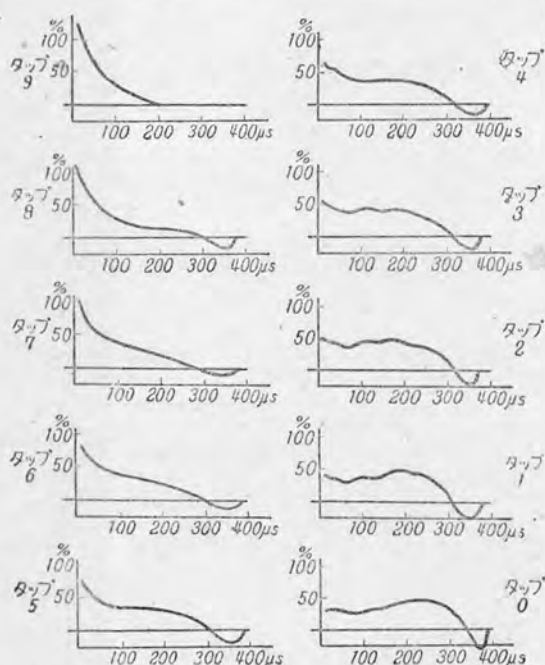
第113圖 並列補正法に於ける両端より電圧を印可せる場合の電位振動

はほぼ同周期の振動を爲して居る。第115圖は兩端より電圧を印加せる場合の變壓器内部電位振動を示すもので中性点附近に於て線輪の固有振動數に近い活潑なる振動を發生する事が判る。尙之が電位分布の時間的變化を求むれば第114圖の如くなり、 $C_g$  點の振動と兩端を支點とする線輪全部の振動とはほぼ同一周波數を以て振動しその最大振幅點は中性點に近接せる點にある。

11.  $C_g$  及び  $C_y$  を別個に補正して重疊する場合

前節に於ける著者の實驗結果より變壓器線輪が任意個數に分割され各線輪が  $C_g$  及び  $C_y$  を有する場合には  $C_g$  點のみに關し適當なる補正を施す事によつて補正點の電位を非振動的とならしめ得る事が判つたが、單位線輪中に於ける電位分布並びに電位振動は之を看過し得ざるものがある筈である。故に完全に近い補正を施す爲には少くも  $C_y$  點の補正も別個に行ひ之を重疊する必要がある。著者は既に中性點を接地せる場合については前節に於て述べた如く  $C_g$  點のみにて補正を行つた場合に比較して遙かに優越せるものである。そこで本節に於ては中性點開放時について検討し度いと思ふ。即ち非共振變壓器に於て中性點

を開放せる場合は變壓器を一個の集中線輪とせる電位振動を爲すものであるが、今の場合は  $C_y$  點も補正される爲、單位線輪内に於ける部分振動も發生する事が無く全線輪に互つて一樣な振動を爲す筈である。周期的振動電壓に對してもその電位分布は理論式に明かなる如く周波數に應じて變化するが前例の如く  $C_y$  點に異常電位を發生する懸念は無い。尙變壓器の兩端より同時に電壓が印加



第115圖 中性點開放時の非共振變壓器内部振動  
( $C_g$ ,  $C_y$  點を別個に補正せる場合)

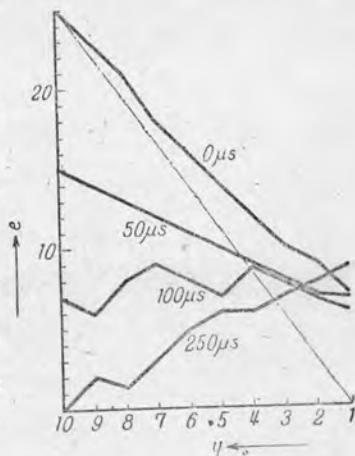
せられる場合に對しても同様に考察する事が出来る。周期的振動電壓に對しては實驗結果に於ても完全なる直線的分布となり理論式により導かれたものと差異を認めなかつた爲、その實驗結果は省略し中性點開放時の電位振動のみを報告する。即ち第115圖はその場合の各タップに於ける電壓波形を示し第116圖はその電位分布の時間的變化を求めたものである。兩圖より見れば初期電位分布は、 $C_g$ 、 $C_y$  點を通じて直線的となり開放端に於て約30%の電位を有するものであるが、時間と共に電位分布は殆んど直線的關係を維持し乍ら高壓端子を支點として緩慢なる單弦振動を爲す事が知られる。之を  $C_y$  點を補正せざる場合に比すれば前者に於て見られたる  $C_y$  點の局部振動は全く無く安全となる事が知られる。尙この場合には開放端電位振動は既に計算によつて求められたる中性點開放時の電位を示す關係式に於て單位線輪の有する對地容量  $C_g$  の代りに  $C_g + C_y$  を代入すれば概略の値を知る事が出来る。即ち開放端電位は

$$e_n = e_0 \frac{C}{C + \frac{15(C_g + C_y)}{2}} \cos \omega t$$

但し

$$\omega = \sqrt{\frac{2}{\{2C + \beta^2(C_g + C_y)\}L}} \quad \beta^2 \doteq 1.5$$

となり  $C_g$  のみの場合より更に緩慢なる電位振動を爲す。従つて最高到達電位は極めて低く極めて安全となる。



第116圖 第115圖による電位分布の時間的變化

## 12. 各種補正法に於ける中性點電位振動

本節まで述べ來つた事を綜合すれば中性點開放時の變壓器中性點電位振動はその補正法によつて異なり、之を一覽表とすれば次の如くなる。即ち

1. 補正を施さざる場合 .....  $e_{n1}$
2. 直列補正法 ( $C_g$ のみ有する場合) .....  $e_{n2}$
3. 同 ( $C_g$ 及び $C_y$ を有する場合) .....  $e_{n3}$
4. 並列補正法 .....  $e_{n4}$

とすれば  $e_{n1}$ ,  $e_{n2}$ ,  $e_{n3}$ ,  $e_{n4}$  は、

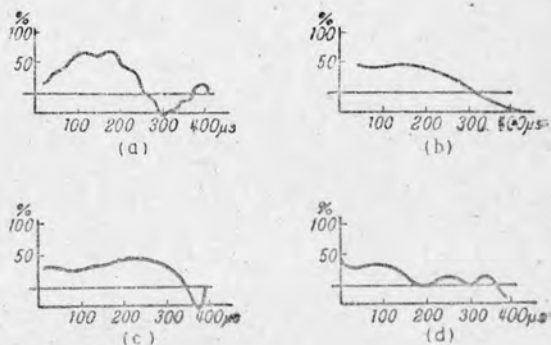
$$e_{n1} = e_0 \frac{\infty}{1} B_s \cos \Omega_s t$$

$$e_{n2} = e_0 \left( 1 - A_1 \cos \frac{t}{\sqrt{L \left( C + \frac{1.5}{2} C_g \right)}} \right)$$

$$e_{n3} = e_0 \left( 1 - A_2 \cos \frac{t}{\sqrt{L \left( C + \frac{1.5}{2} (C_g + C_y) \right)}} \right)$$

$$e_{n4} = e_0 \left( 1 - A_3 \cos \frac{t}{\sqrt{LC}} \right)$$

にて表はすことが出来る  
即ち補正を施さざる場合  
には種々なる振動數を有  
する振動が重疊する爲そ  
の電位振動を直ちに決定  
する事は出来ないが補正  
を施せる場合には直列補  
正法に於て  $C_g$  及び  $C_y$  を  
有する場合之を別個に補



第117圖 各種補正法に於ける中性點電位振動

正して重疊した場合が最も振動数が少くなる。著者は之等各場合について實驗を行ひ中性點電位振動を求めて見た。第117圖の a は無補正の場合、b は直列補正法に於て  $C_g$  のみを有する場合、c は直列補正法にて  $C_g$  及び  $C_y$  を有する場合、d は並列補正法の場合を示すもので、その振動数は、b に於ては約 2300C、c に於ては 2000C、d に於ては 5000C となつて居る。即ち著者の實驗に供せる變壓器の常數は次の如きものである。

固有振動數	6000C
$C_g$	400 $\mu$ f
$C_y$	200 $\mu$ f
L	16henry
C	45 $\mu$ f

故に開放端に於ける振動數を計算すれば

$$2 \text{ の場合} \quad f = \frac{1}{2\pi \sqrt{L(C + \frac{1.5}{2} C_g)}} = 2220C$$

$$3 \text{ の場合} \quad f = \frac{1}{2\pi \sqrt{L(C + \frac{1.5}{2} (C_g + C_y))}} = 1870C$$

となり、實驗結果と略一致した値となる。



## 第4章 中性點にイムピーダンスを有する場合

非共振變壓器に於ては補正容量によつて對地分布容量の影響を除去する爲その等價回路は集中常數を有する線輪よりなるものと思考せられる。その爲中性點にイムピーダンスを有する場合にも集中線輪との結合體として取扱ひ得る爲線輪中央部に於て異常電位を發生する事もなく、中性點に於ける電位振動が最も大となり之を検討する事によつて全體の振動狀態を推察する事が出来る。そこで著者は先づ非共振變壓器のサージ・イムピーダンスを求め然る後その等價回路を決定した。

### 1. 非共振變壓器のサージ・イムピーダンス

非共振變壓器のサージ・イムピーダンスは線輪間靜電容量が増加する爲純抵抗或は Capacitive となる事は容易に了解せられる處である。その爲侵入擾亂波に對してその波頭を減じ、外部回路との共振を防ぐ効果がある。今非共振變壓器の單位長當りの誘導係數を  $L$ 、分布容量を  $C$ 、對地容量を  $C_g$  とすれば次の關係式が成立する。

$$\frac{de}{dy} = \frac{i}{\frac{1}{pL} + pC + \frac{1}{2}pC_g y^2} \quad (\text{但し } e_0 \text{ は端子電壓})$$

上式に  $e = ye_0$ ,  $\frac{de}{dy} = e_0$  なる關係式を代入すれば

$$e_0 = \frac{i}{\frac{1}{pL} + pC + \frac{1}{2}C_g p y^2}$$

今  $y=1$  に於ける電流を  $i_0$  とすれば

$$\frac{e_0}{i_0} = \frac{1}{\frac{1}{pL} + p(C + \frac{1}{2}C_g)} = Z(p) \dots\dots\dots (148)$$

となり、

$Z(p)$ は變壓器高壓端子より見たるサージ・イムピーダンスである。即ち非共振變壓器の等價回路は  $L$ なる誘導係數と  $C + \frac{1}{2}C_g$ なる靜電容量の並列回路よりなる事が知られる。並列補正法に於ては線輪電流は次の關係式より求める事が出来る。

$$\frac{de}{dy} = \frac{i}{\frac{1}{pL} + pC}$$

$$e = ye_0 \quad \text{とすれば}$$

$$e_0 = \frac{i}{\frac{1}{pL} + pC}$$

尙高壓端子に於ける電流は補正電流と線輪電流の總和であつて補正電流は

$$\begin{aligned} i_s &= \int_0^l p C_g e dy \\ &= \int_0^l p C_g y e_0 dy = \frac{1}{2} p C_g e_0 \end{aligned}$$

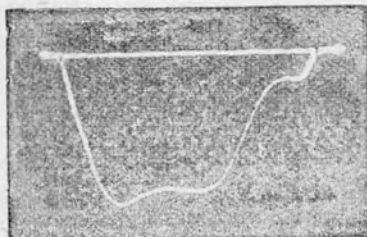
である爲、端子に於ける電流は

$$i + i_s = \left( \frac{1}{pL} + pC \right) e_0 + \frac{p C_g e_0}{2}$$

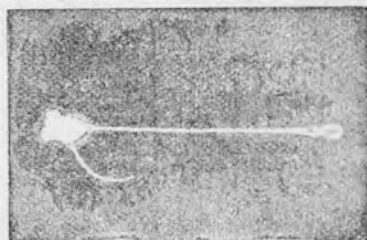
故にサージ・イムピーダンス  $Z(p)$  は

$$Z(p) = \frac{e_0}{i_0 + i_s} = \frac{1}{\frac{1}{pL} + p \left( C + \frac{1}{2} C_g \right)} \dots\dots\dots (149)$$

となり直列補正法と全く同一となりサージ・イムピーダンスの計算に當つては兩者同様に行ふ事が出来る。尙中性點を開放せる場合にはその等價回路は既に



第118圖 b 並型變壓器



第118圖 a 非共振變壓器

前節に於て求めた如く線輪のイムピーダンスと $\frac{1}{2}C_g$ との直列回路よりなる。即ちいづれにしても非共振變壓器に於ける等價回路は集中常數を有する線輪よりなる事が知られる。即ち第118圖aは高抵抗を通じて非共振變壓器に衝擊波を印加せる場合の端子電位を示し、bは並型變壓器の場合である。圖より見ても非共振變壓器にあつては正弦波振動を爲し等價回路は集中常數より成ることが首肯せられる。

## 2. 非共振變壓器中性點にイムピーダンスを接續せ

### られたる場合の衝擊波による電位振動

著者は先に非共振變壓器の中性點開放の場合に就いてその電位分布並びに内部電位振動に對する検討を行つた。即ち中性點を開放せる場合は變壓器の絶縁階層より見て最も苛酷なる場合であるが一般にはイムピーダンスを通じて接地されたる場合多く、中性點接地の場合でも接地抵抗其の他の原因によつてイムピーダンスを有する場合が多い爲、之等に對して検討を行つた。即ち一般に豫想せられるイムピーダンスの形を次の數種類に分けて考察する。

1. 誘導抵抗のみを有する場合
2. 容量抵抗のみを有する場合
3. 直流抵抗のみを有する場合
4. 誘導抵抗と容量抵抗の並列回路
5. 容量抵抗と直流抵抗の並列回路
6. 誘導抵抗、容量抵抗、直流抵抗の並列回路

然るに非共振變壓器の等價回路は集中誘導抵抗と靜電容量の並列回路よりなる爲その最大振幅は初期電位分布と最終電位分布によつて決定されその振動數は開放端電位振動の振動數と同一と見る事が出来る。更に初期電位分布を決定する要素は靜電容量及び直流抵抗である爲初期電位分布は2, 3, 5, の場合に就て検討すれば充分である。最終電位分布は誘導抵抗と直流抵抗によつて決定せられるため2の場合は開放端と同様に取扱ふ事が出来る。之等の各場合に於け

る状態を明かにする爲先ブイムピーダンス  $Z(p)$  を中性點に有する場合の電位振動を計算した。即ち一般に非共振變壓器の電位分布は次式により與へられる。

$$e = e_0 \left\{ B y - A \frac{pL}{1+p^2CL} \left( 1 + p y \sqrt{\frac{C_g L}{2(1+p^2CL)}} \tan^{-1} p y \sqrt{\frac{C_g L}{2(1+p^2CL)}} \right) \right\} \dots\dots\dots (150)$$

今中性點のイムピーダンスを  $Z(p)$  とすれば電流は

$$i = \left( \frac{1}{2} p C_g y^2 + \frac{1}{pL} + pC \right) \frac{de}{dy}$$

にて表はす事が出来る。次に式 (150) より  $y=0$  に於ける電流  $i_y=0$  は

$$i_{y=0} = \left( \frac{1}{pL} + pC \right) B e_0$$

となり中性點電位を  $e_n$  とすれば

$$e_n = i_{(y=0)} Z(p) = \left( \frac{1}{pL} + pC \right) B Z(p) e_0 \dots\dots\dots (151)$$

となる。式 (150) に於て  $y=0$  と置き式 (151) と比較すれば

$$e_n = -A \cdot \frac{pL}{1+p^2CL} = \left( \frac{1}{pL} + pC \right) B Z(p) \dots\dots\dots (152)$$

次に

式 (150) に於て  $y=1$  にて  $e=e_0$  なる條件を代入すれば

$$1 = B - A \frac{pL}{1+p^2CL} \left( 1 + p \sqrt{\frac{C_g L}{2(1+p^2CL)}} \tan^{-1} p \sqrt{\frac{C_g L}{2(1+p^2CL)}} \right) \quad (153)$$

となる。式 (152) 及び式 (153) より

$$B = \frac{1}{1 + \left( \frac{1}{pL} + pC \right) Z(p) \left( 1 + p \sqrt{\frac{C_g L}{2(1+p^2CL)}} \tan^{-1} p \sqrt{\frac{C_g L}{2(1+p^2CL)}} \right)} \quad (154)$$

従つて式 (152) より

$$-A \frac{pL}{1+p^2CL} = \frac{\left( \frac{1}{pL} + pC \right) Z(p)}{1 + \left( \frac{1}{pL} + pC \right) Z(p) \left( 1 + p \sqrt{\frac{C_g L}{2(1+p^2CL)}} \tan^{-1} p \sqrt{\frac{C_g L}{2(1+p^2CL)}} \right)} \dots\dots\dots (155)$$

式(154)及び式(155)を式(150)に代入すれば

$$e = e_0 \left\{ \frac{y + \left( \frac{1}{pL} + pC \right) Z(p) \left( 1 + p y \sqrt{\frac{C_g L}{2(1+p^2 CL)}} \tan^{-1} p y \sqrt{\frac{C_g L}{2(1+p^2 CL)}} \right)}{1 + \left( \frac{1}{pL} + pC \right) Z(p) \left( 1 + p \sqrt{\frac{C_g L}{2(1+p^2 CL)}} \tan^{-1} p \sqrt{\frac{C_g L}{2(1+p^2 CL)}} \right)} \right\} \dots (153)$$

式(156)は中性點に  $Z(p)$  を接続せる場合の電位振動を示す一般式である。次に種々なる  $Z(p)$  に対する電位振動を検討する。

### 1. 静電容量 $C_0$ を接続せる場合

この場合の電位振動は式(156)に於て  $Z(p) = \frac{1}{pC_0}$  と置けば

$$e = e_0 \left\{ \frac{y + \left( \frac{1}{pL} + pC \right) \frac{1}{pC_0} \left( 1 + p y \sqrt{\frac{C_g L}{2(1+p^2 CL)}} \tan^{-1} p y \sqrt{\frac{C_g L}{2(1+p^2 CL)}} \right)}{1 + \left( \frac{1}{pL} + pC \right) \frac{1}{pC_0} \left( 1 + p \sqrt{\frac{C_g L}{2(1+p^2 CL)}} \tan^{-1} p \sqrt{\frac{C_g L}{2(1+p^2 CL)}} \right)} \right\} \dots (157)$$

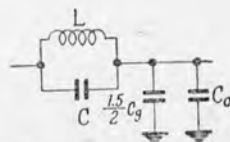
となり、その初期電位分布は式(157)に於て  $p \rightarrow \infty$  と置けば

$$e = \frac{y + \frac{C}{C_0} \left( 1 + y \sqrt{\frac{C_g}{2C}} \tan^{-1} \sqrt{\frac{C_g}{2C}} \right)}{1 + \frac{C}{C_0} \left( 1 + \sqrt{\frac{C_g}{2C}} \tan^{-1} \sqrt{\frac{C_g}{2C}} \right)} e_0 \dots (158)$$

となる。振動数は第119圖の如き等価回路を考へれば

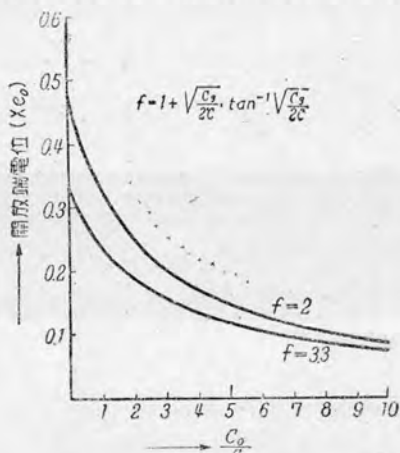
$$p_n = \pm j \sqrt{\frac{1}{L \left( C + \frac{1.5}{2} C_g + C_0 \right)}} = \pm j \omega \dots (159)$$

となり、角速度  $\omega$  を有し初期電位と  $e_0$  とにより包含せられる振幅を以て振動する事が知られる。式(159)より見てその周波数は著しく低減せられるため到来波の波尾の短い場合には、開放端最高到達電位を低下する爲には効果がある。然し、開放端に於ける初期電位を低下せしめる爲には著しき

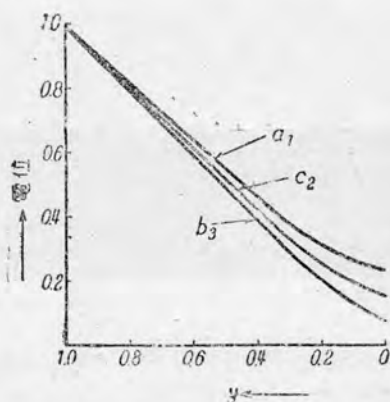


第119圖 中性點に  $C_0$  を有する場合の非共振變壓器等価回路

効果は無い、即ち著者は式 (158) に従つて附加容量  $C_0$  と  $C$  の比を種々に變化せる場合に就て開放端電位が印加電壓の33%の場合と50%の場合について計算を行つた。第120圖はその結果を示すものであるが圖より明なる如く  $C_0$



第120圖 中性點電位と中性點附加容量との關係



第121圖 非共振變壓器に於て中性點に靜電容量を有する場合の初期電位分布と  $C_g/C$  との關係

は或程度以上増加しても初期電位は低下しない事が判る。尚電位分布は  $C_0$  より  $C_g/2C$  によつて支配される處が多い。第16表は  $\sqrt{C_g/2C}$  の種々なる値に

第16表	$\sqrt{\frac{C_g}{2C}}$		
	$\sqrt{\frac{C_g}{2C}}=8$ $\frac{C}{C_0}=1$	$\sqrt{\frac{C_g}{2C}}=4$ $\frac{C}{C_0}=1$	$\sqrt{\frac{C_g}{2C}}=2$ $\frac{C}{C_0}=1$
y			
0	0.074	0.137	0.238
0.2	0.199	0.233	0.319
0.4	0.372	0.408	0.462
0.6	0.568	0.607	0.628
0.8	0.788	0.795	0.813
1.0	1.0	1.0	1.0

對し  $C, C_0$  を變化せる場合の計算結果を示し  $C, C_0$  はその電位分布に殆んど影響を與へない事が知られる。第121圖は第16表中の  $a_1, b_3, c_2$  を曲線に畫いたものでいづれにしてもその初期電位に影響する處は少い。尚第16表に於ては主として  $C > C_0$  の場合に就て考察したが  $C < C_0$  の場合に

第 16 表 2

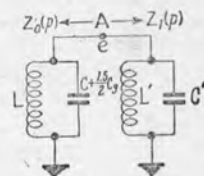
$\sqrt{\frac{C_g}{2C}}=8$	$\sqrt{\frac{C_g}{2C}}=4$	$\sqrt{\frac{C_g}{2C}}=2$	$\sqrt{\frac{C_g}{2C}}=8$	$\sqrt{\frac{C_g}{2C}}=4$	$\sqrt{\frac{C_g}{2C}}=2$
$\frac{C}{C_0}=5$	$\frac{C}{C_0}=5$	$\frac{C}{C_0}=5$	$\frac{C}{C_0}=10$	$\frac{C}{C_0}=10$	$\frac{C}{C_0}=10$
g			y		
0. 0.0784	0.154	0.292	0 0.0794	0.156	0.31
0.2 0.203	0.243	0.356	0.2 0.208	0.255	0.383
0.4 0.401	0.418	0.471	0.4 0.403	0.425	0.496
0.6 0.588	0.618	0.628	0.6 0.59	0.621	0.64
0.8 0.79	0.802	0.814	0.8 0.798	0.809	0.815
1.0 1.0	1.0	1.0	1.0 1.0	1.0	1.0

は次第に中性點電位は低下してすべての曲線は直線的分布に近接する。。

## 2. 誘導抵抗と容量抵抗の並列回路

この場合には式 (157) よりその 第122圖 中性點に  
電位振動を求める事は益、複雑と  
なる爲、第122圖の如き等價回路  
によつて開放端の振動状態を検討  
する。即ち圖より中性點電位は

$L', C'$  の並列回  
路を有する場合  
の非共振變壓器  
等價回路



$$e_n = \frac{\frac{pL'}{1+p^2L' \left( C' + \frac{1.5}{2} C_g \right)}}{\frac{pL}{1+p^2CL} + \frac{pL'}{1+p^2L' \left( C' + \frac{1.5}{2} C_g \right)}} e_0 \dots \dots \dots (160)$$

$$= \frac{Y(p)}{Z(p)} e_0$$

となる。式(160)より

$$P_n = \pm j \sqrt{\frac{L+L'}{LL' \left( C+C' + \frac{1.5}{2} C_g \right)}} = \pm j \omega$$

なる周波数を有し  $\frac{L'}{L+L'}e_0$  を中心として

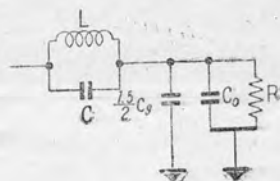
$$\left( \frac{L'}{L+L'} \sim \frac{C}{C+C'+\frac{1.5}{2}C_g} \right) e_0$$

なる振幅を有する振動を爲す事が判る。この場合に對する検討は送電線にて接地せる場合と同一に考察し得る爲後節に於て詳述する。

### 3. 容量抵抗と直流抵抗の並列回路よりなる場合

第123圖の如く抵抗  $R$  と  
静電容量  $C_0$  との並列回路  
を中性點に接続して變壓器  
に衝撃波を印加せる場合の  
中性點電位は

第123圖 中性點に  $R$  及  
び  $C_0$  の並列回  
路を有する場合  
の非共振變壓器  
等價回路



$$\begin{aligned} e_n &= \frac{\frac{1}{\frac{1}{R} + p \left( C_0 + \frac{1}{2} C_g \right)}}{\frac{1}{\frac{1}{pL} + pC} + \frac{1}{\frac{1}{R} + p \left( C_0 + \frac{1}{2} C_g \right)}} e_0 \\ &= \frac{R \left\{ 1 + pR \left( C_0 + \frac{1}{2} C_g \right) \right\}}{pL \left\{ 1 + pR \left( C_0 + \frac{1}{2} C_g \right) \right\} + R (1 + p^2 CL)} e_0 \\ &= \frac{Y(p)}{Z(p)} e_0 \end{aligned}$$

$Z(p)=0$  の根は

$$p^2 + \frac{p}{R \left( C_0 + \frac{1.5}{2} C_g + C \right)} + \frac{1}{L \left( C_0 + \frac{1.5}{2} C_g + C \right)} = 0$$

の根である。それ故に

$$b = \frac{1}{R \left( C_0 + \frac{1.5}{2} C_g + C \right)} \quad c = \frac{1}{\left( C_0 + \frac{1.5}{2} C_g + C \right) L}$$



とすれば

$$p_n = \frac{-b \pm \sqrt{b^2 - 4C}}{2} = \frac{1}{2R \left( C_0 + C + \frac{1.5}{2} C_g \right)} \\ \times \left\{ -1 \pm \sqrt{L - 4R^2 \left( C_0 + C + \frac{1.5}{2} C_g \right)} \right\} \dots (161)$$

式(161)に於て

$$\frac{L}{4R^2} > C_0 + C + \frac{1.5}{2} C_g$$

なる場合には非振動となり  $\frac{L}{4R^2} < C_0 + C + \frac{1.5}{2} C_g$  なる場合には振動を發生する。然し減衰振動となる爲、異常電位の抑制に對して充分の効果がある事は實驗結果より見ても明かである。尙抵抗のみを接続せる場合も同様に考察する事が出来る。

### 3. 非共振變壓器の中性點に分布常數を有する誘導線輪を接続せる場合

この場合は一般にはベターゼン線輪等を接続せる場合に遭遇するのであるがこの電位振動狀態を正確に検討する爲には一端開放時の非共振變壓器の等價回路と並型變壓器のサージ イムピーダンスの直結されたる回路の電位振動を考察する必要がある極めて複雑となる。その概略の値を得る爲には線輪の等價靜電容量は非共振變壓器のそれに比較して極めて少いものと考へ非共振變壓器の等價回路の中性點を誘導抵抗のみを以て接地せる場合と考へて計算を行ふことが出来る。然しその誘導抵抗値も極めて大なる場合が多く中性點を開放せる場合として計算を行へば充分である。之は後節の實驗より見ても明かである。

### 4. 非共振變壓器の中性點にイムピーダンスを接続せる場合の周期的振動電壓による電位分布

周期的振動電壓の印加せられたる場合の非共振變壓器電位分布は  $1 - \omega^2 CL$   $\geq 0$  によつて異なることは既に述べた。即ち

I.  $1 - \omega^2 CL > 0$  の場合

この場合 一般式は

$$e = \left\{ By - \frac{A}{b^2} \left( 1 - \frac{y}{2b} \log \frac{b+y}{b-y} \right) \right\} e_0 \dots \dots \dots (162)$$

となる. 今式 (162) に於て  $y=1$  にて  $e=e_0$  と置けば

$$1 = B - \frac{A}{b^2} \left( 1 - \frac{1}{2b} \log \frac{b+1}{b-1} \right) \dots \dots \dots (163)$$

を得る. 次に電流  $i$  は

$$i = \frac{1}{j\omega L} \left\{ 1 - \omega^2 \left( C + \frac{1}{2} C_g y^2 \right) L \right\} \frac{de}{dy}$$

今上式に於て  $y=0$  と置けば

$$i_{(y=0)} = \frac{1}{j\omega L} (1 - \omega^2 CL) B e_0$$

尚中性點に於ける電位は

$$e_n = \dot{Z} i_{(y=0)} = \frac{1}{j\omega L} \dot{Z} (1 - \omega^2 CL) B e_0 \dots \dots \dots (164)$$

式 (162) に於て  $y=0$  と置けば

$$e_n = - \frac{A}{b^2} e_0 \dots \dots \dots (165)$$

式 (164), 式 (165) より

$$- \frac{A}{b^2} = \frac{1}{j\omega L} \dot{Z} (1 - \omega^2 CL) B \dots \dots \dots (166)$$

式 (163), 式 (166) より

$$B = \frac{1}{1 + \frac{1 - \omega^2 CL}{j\omega L} \dot{Z} \left( 1 - \frac{1}{2b} \log \frac{b+1}{b-1} \right)} \dots \dots \dots (167)$$

$$- \frac{A}{b^2} = \frac{\frac{1}{j\omega L} \dot{Z} (1 - \omega^2 CL)}{1 + \frac{1 - \omega^2 CL}{j\omega L} \dot{Z} \left( 1 - \frac{1}{2b} \log \frac{b+1}{b-1} \right)} \dots \dots \dots (168)$$

式 (167) 及び式 (168) を式 (162) に代入すれば

$$\begin{aligned}
e &= \frac{y + \frac{1 - \omega^2 CL}{j\omega L} \dot{Z} \left(1 - \frac{y}{2b} \log \frac{b+y}{b-y}\right)}{1 + \frac{1 - \omega^2 CL}{j\omega L} \dot{Z} \left(1 - \frac{1}{2b} \log \frac{b+1}{b-1}\right)} e_0 \\
&= \frac{y + \frac{j\omega C_g}{2} b^2 \dot{Z} \left(1 - \frac{y}{2b} \log \frac{b+y}{b-y}\right)}{1 + \frac{j\omega C_g}{2} b^2 \dot{Z} \left(1 - \frac{1}{2b} \log \frac{b+1}{b-1}\right)} e_0 = \frac{y + b^2 \frac{\dot{Z}}{\dot{Z}_g} \left(1 - \frac{y}{2b} \log \frac{b+y}{b-y}\right)}{1 + b^2 \frac{\dot{Z}}{\dot{Z}_g} \left(1 - \frac{1}{2b} \log \frac{b+1}{b-1}\right)} e_0 \dots\dots\dots (169)
\end{aligned}$$

尚  $b < 1$  なる場合は

$$\log \frac{b+1}{b-1} = \log \frac{1+b}{1-b} + j\pi$$

となる。式(169)は中性點をイムピーダンス $\dot{Z}$ を以て接地せる場合の  $1 - \omega^2 CL > 0$  に於ける電位分布を示す一般式である。

## 2. $1 - \omega^2 CL > 0$ の場合

同様の方法によつて  $a$  の場合は次の關係式を得る。即ち

$$e = \frac{y + \frac{j\omega C_g}{2} b_1^2 \dot{Z} \left(1 + \frac{1}{2b_1} \tan^{-1} \frac{1}{b_1}\right)}{1 + \frac{j\omega C_g}{2} b_1 \dot{Z} \left(1 + \frac{1}{2b} \tan^{-1} \frac{1}{b_1}\right)} e_0$$

今  $\frac{j\omega C_g}{2} = \frac{1}{\dot{Z}_g}$  とすれば

$$e = \frac{y + b_1^2 \frac{\dot{Z}}{\dot{Z}_g} \left(1 + \frac{1}{2b_1} \tan^{-1} \frac{y}{b_1}\right)}{1 + b_1^2 \frac{\dot{Z}}{\dot{Z}_g} \left(1 + \frac{1}{2b_1} \tan^{-1} \frac{1}{b_1}\right)} e_0 \dots\dots\dots (170)$$

にて表すことが出来る。次に式(169)及び式(170)の極限值について吟味すれば次の如くなる。即ち

$$\begin{array}{ll}
\dot{Z} = \infty & \text{中性點開放時} \\
\dot{Z} = 0 & \text{中性點接地の場合} \\
\frac{\dot{Z}}{\dot{Z}_g} > 0 & \dot{Z} = \infty \text{ と } \dot{Z} = 0 \text{ との間にある。}
\end{array}$$

$$\frac{\dot{Z}}{\dot{Z}_g} < 0 \quad \text{中性點は}\dot{Z} = \infty \text{より高電位となる.}$$

$$\text{分母} = 0 \quad \text{中性點電位は}\infty \text{となる.}$$

次に $\dot{Z}$ の種々なる形に對して $\dot{Z}/\dot{Z}_g$ の値を吟味すれば次の如くなる。

I.  $\dot{Z}$ が $L'$ 及び $C'$ の並列回路より成る場合

$$\dot{Z} = \frac{j\omega L}{1 - \omega^2 CL}$$

$$\frac{\dot{Z}}{\dot{Z}_g} = \frac{-\omega^2 C_g L}{2(1 - \omega^2 C' L')}$$

となり  $1 > \omega^2 C' L'$  にて  $\frac{\dot{Z}}{\dot{Z}_g} < 0$ ,  $1 - \omega^2 CL < 0$  にて  $\frac{\dot{Z}}{\dot{Z}_g} > 0$  となる。

即ち $\dot{Z}$ の共振周波數より高周波に於ては安全であるが低周波に於ては危険電位となる。

II.  $\dot{Z}$ が静電容量 $C_0$ のみより成る場合

$$\dot{Z} = \frac{1}{j\omega C_0} \quad \text{と置けば}$$

$$\frac{\dot{Z}}{\dot{Z}_g} = \frac{C_g}{C_0}$$

となり、絶対に負になる事は無く安全である。尙  $C_0$ が大なる程中性點に於ける共振周波數は低くなり開放端電位は益々低くなる。

III.  $\dot{Z}$ が直流抵抗より成る場合

$$\dot{Z} = R \quad \text{と置けば} \quad \frac{\dot{Z}}{\dot{Z}_g} = j\omega C_g R$$

となりその値は虚數となる爲その電位を直ちに決定する事は困難であるが概算的には抵抗を接續する事によつて中性點電位は開放時より低くなる事は當然であり抵抗の値を減ずるに従つて零に接近する爲有効である。尙之は著者の實驗結果より見ても極めて明かである。

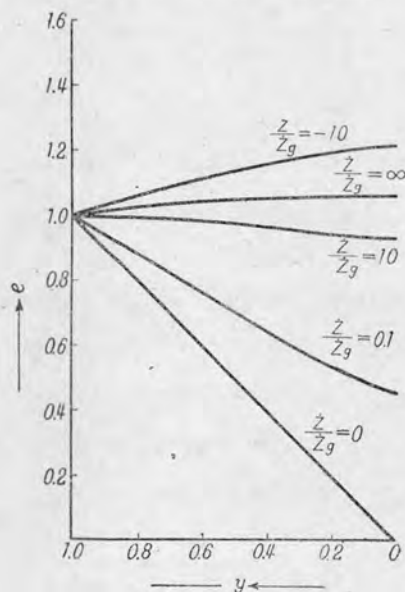
### 數 値 例

著者は中性點に接續せられたるイムピーダンスの影響を明確ならしむる爲、

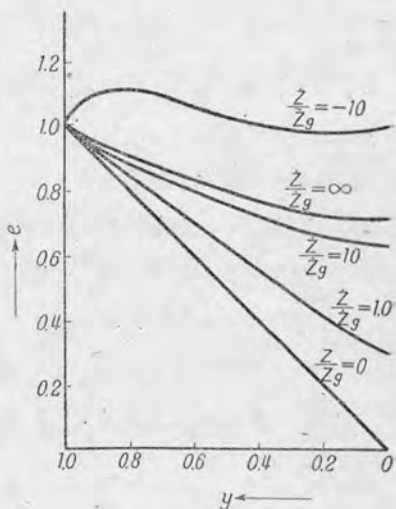
$1-\omega^2 CL \geq 0$  の場合に就き

$$b=4.0, \quad b_1=1.0, \quad \frac{\dot{Z}}{\dot{Z}_g}=0, 0.1, 1.0, 10, \infty, -10,$$

について計算を行つた。即ち第124圖及び第125圖はその結果を示すもので、  
 $1-\omega^2 CL > 0$  即ち線輪の共振周波数より低い場合には開放端電位は印加電壓よ



第124圖 中性點にイムピーダンス $\dot{Z}$ を有する場合の電位分布 ( $1-\omega^2 CL > 0$ の場合)



第125圖 中性點にイムピーダンス $\dot{Z}$ を有する場合の電位分布 ( $1-\omega^2 CL < 0$ の場合)

り高くなるが中性點のイムピーダンスを減少するに従つて中性點電位は低下し、  
 $\frac{\dot{Z}}{\dot{Z}_g}=0.1$  に於ては  $1-\omega^2 CL < 0$  の場合と同様になり中性點電位は印加電壓よ、  
 $\dot{Z}_g$  り遙かに低くなり安全である。これに反して  $\frac{\dot{Z}}{\dot{Z}_g} < 0$  の場合には中性點を開放  
 せる場合よりも高電位となる。圖に於ては  $\frac{\dot{Z}}{\dot{Z}_g} = -10$  の曲線がそれである。次  
 に  $1-\omega^2 CL < 0$  の場合には第125圖の如く中性點に向つて次第に降下する曲線  
 となるが中性點にイムピーダンスを接続する場合には中性點電位は更に低下す  
 る事は  $\frac{\dot{Z}}{\dot{Z}_g}=1.0, 10,$  の曲線より見ても明かである。然し  $\frac{\dot{Z}}{\dot{Z}_g} < 0$  の場合に

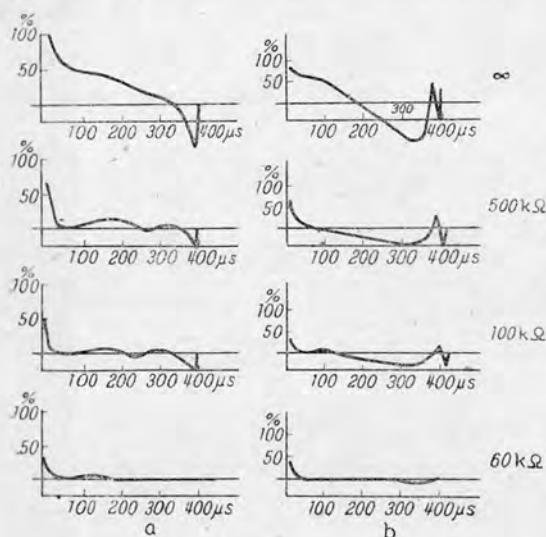
は電位は中性點開放時より高くなる。圖は  $\frac{Z_0}{Z_g} = -10$  の場合の計算結果であるが高壓端子附近の電位は印加電壓より高くなる事は注目に値する。

## 5. 實 驗 結 果

### 1. 衝擊波による中性點電位振動

#### Ⅰ. 中性點に直流抵抗を有する場合

著者は中性點に接続されたる直流抵抗の中性點電位振動に及ぼす影響を研究する爲に  $500K\Omega$ ,  $100K\Omega$ ,  $60K\Omega$  の無誘導抵抗を並型變壓器及び非共振變壓器の中性點に接続し中性點電位をオシログラフにより撮影した。第126圖 a は非共振變壓器。b は並型變壓器の開放端に  $500K\Omega$ ,  $100K\Omega$ ,  $60K\Omega$  を接続せる場合の電壓波形を示して居る。即ち開放端電位振動の周期は非共振變壓器の方が遙かに長い事が判る。更に抵抗を接続せる場合に振動は速かに減衰するがそれと同時に初期電位も減衰して居る。尙圖より見て  $500K\Omega$  で既に減衰を始め居る事より相當大なる抵抗でも振動の減衰に作用する事が知られる。



第 126 圖

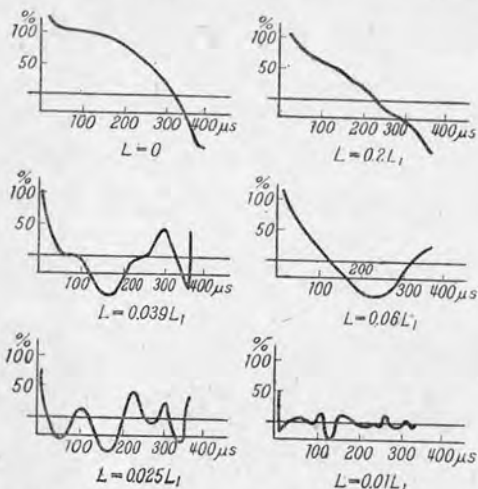
中性點に直流抵抗を有する場合の衝擊波による中性點電位振動

a. 非共振變壓器

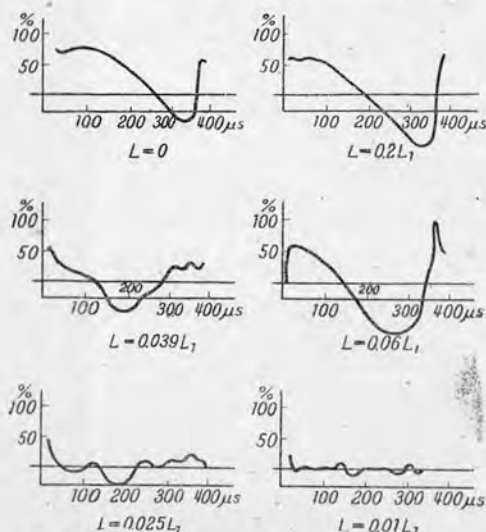
b. 並型變壓器

## Ⅱ. 誘導抵抗を接続せる場合

第127圖 は非共振變壓器の 中性點に誘導抵抗を接続せる場合の電壓波形を示し、



第127圖 非共振變壓器中性點に誘導抵抗を有する場合の中性點電位振動



第128圖 並型變壓器中性點に誘導抵抗を有する場合の電位振動

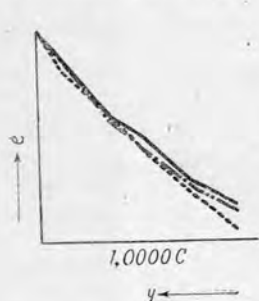
第128圖 は並型變壓器の それを示す。即ち變壓器の誘導係数を  $L_1$ 、中性點の誘導係数を  $L$  とすれば中性點開放時  $L=0.2L_1$ ,  $0.06L_1$ ,  $0.139L_1$ ,  $0.025L_1$ ,  $0.01L_1$  の誘導抵抗を接続せる場合の波形を示すものであり、誘導線輪のみの場合は初期電位には變化は無い筈であるが一般に誘導線輪は靜電容量を伴ふ爲次第に減衰して居る。尙その振動数は  $L$  が減少するに従つて増加しその振幅も減衰して居る。尙並型變壓器に於ては  $0.06L_1$  迄は振動数の増加と共に振幅も著しく増加するがそれより次第に減衰して居る。然るに非共振變壓器は比較的活潑なる振動を爲すが並型變壓器の場合の如く高電壓を發生する事は無い。更にここに注意すべきは誘導抵抗が更に大なる場合に中性點を開放せる場合と殆んど變化は無くなる爲一般に

中性點に誘導抵抗を有する場合には中性點開放時として取扱ふ事が出来る。

## 2. 高周波による電位分布曲線

### I. 直流抵抗の場合

中性點に直流抵抗を有する場合にはその値が比較的大なる場合でも中性點電位を低下する効果がある。即ち第129圖より第131圖迄の曲線は 1.0000Cより 1000C迄の中性點開放時及び 500K $\Omega$ 、50K $\Omega$ の場合に於ける電位分布を示すも

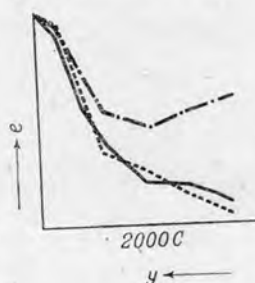


第129圖 中性點に直流抵抗を有する場合の電位分布

實線：500K $\Omega$

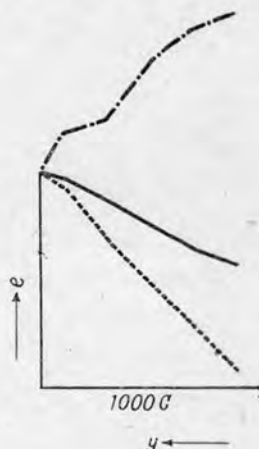
點線：50K $\Omega$

鎖線：開放



第 130 圖

(第129圖に同じ)



第 131 圖

(第129圖に同じ)

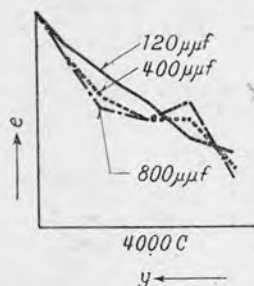
ので1.0000C乃至3000C迄は殆んど變化無く開放端電位は2000C及び1000Cにては500K $\Omega$ にて既に著しく低下し50K $\Omega$ にて中性點を接地せる場合と同様になる。即ち高周波に於ては變壓器の等價抵抗が大なる爲中性點のイムピーダンスはその電位分布に著しい影響を與へざるものと思はれる。

### II. 中性點に靜電容量を有する場合

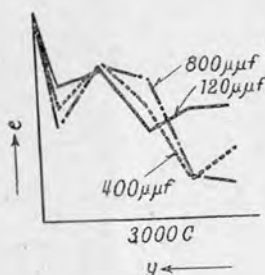
非共振變壓器の等價回路に於て既に中性點に相當大なる靜電容量を有する爲中性點に接続されたる靜電容量は著しい影響を與へないものであるが到來波が比較的低周波の場合には中性點に有する靜電容量が變壓器線輪と直列共振状態になる可能性があり注意を要する。然し線輪の共振周波數以上の周波數に於て



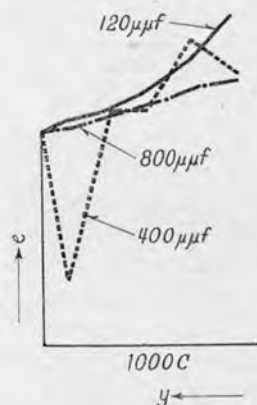
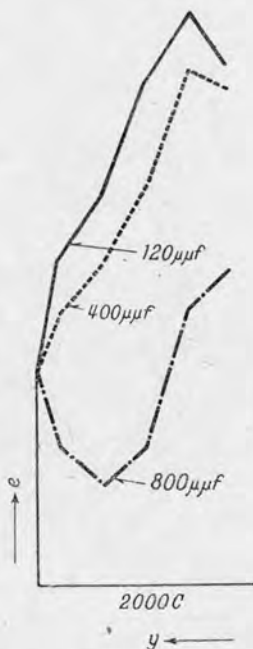
は殆んど影響を與へない事は著者の實驗結果に於て明かであつた。第132圖より第135圖迄は 4000C 以下の比較的low周波に於ける中性點容量の影響を示すも



第132圖 中性點に靜電容量を有する場合の非共振變壓器電位分布



第133圖 (132圖に同じ) 第134圖 (132圖に同じ)



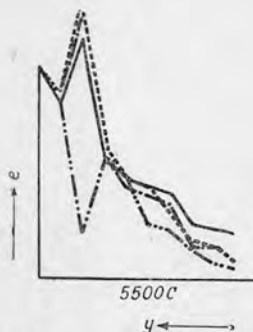
第135圖  
(第132圖に同じ)

のでいづれも容量値に比例して中性點電位は降下して居る。然し一般にはその影響する處が極めて少い事が判る。

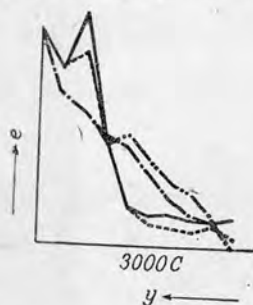
### Ⅲ. 中性點に誘導抵抗を有する場合

この場合は中性點に有する等価靜電容量との共振周波數に於て抵抗無限大となり中性點開放時と同一となり、それより高周波に於て線輪の共振周波數迄は中性點電位は印加端子より高電位となり、線輪のイムピーダンスと中性點に有するイムピーダンスの共振周波數に於て無限大となる。更に中性點イムピーダンスの共振周波數より低周波に於ては開放端電位より次第に低下し逆に接地せる場合と同一になる。然し著者の實驗結果より明かなる如く一般に中性點に有

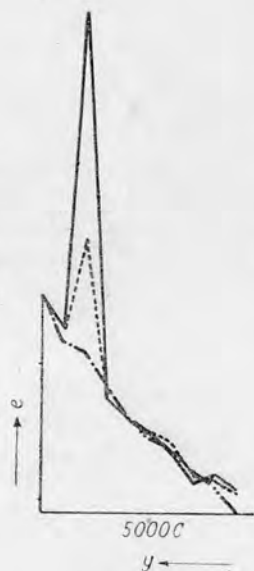
する誘導抵抗はその電位分布に著しき影響を與へる事なく開放端と同様に考察する事が出来る。即ち第136圖より第140圖迄の曲線は9ヘンリー、1.5ヘンリー、0.26ヘンリーの誘導線輪を有する場合の各周波數に於ける電位分布を示すもの



第136圖 中性點に誘導抵抗を有する場合の電位分布  
實線：中性點開放時  
點線：L=9ヘンリー  
鎖線：L=1.56ヘンリー  
假想線：L=0.26ヘンリー



第138圖 (第136圖に同じ)



第137圖  
(第136圖に同じ)



第139圖 (第136圖に同じ)



第140圖 (第136圖に同じ)

で5500C以上に於ては中性點開放時と差異を認めなかつた爲省略した。5500C以下に於ても著しき差異を生ずる事は無いが線輪の共振周波數の5000C前後に於ては線輪底面電位に相當の變化があり5000Cに於ては開放時は最も大なる電位を發生して居る。然し之は  $C_g$  點をも補正する場合は發生せざるものである。尙2000C及び1000Cに於ては誘導抵抗の減少と共に中性點電位は降下し0.26ヘ

ンリーに於ては接地の場合と同様になる。之を要するに比較的小なる誘導抵抗を接続する場合には低周波振動に於て中性點電位を低下せしめる効果があるが、一般には中性點開放時として取扱ふ事が出来る。

## 第 5 章 非共振變壓器の構成

### 1. 非共振變壓器の構造

著者は前章に於て非共振變壓器に関する基礎理論並びに實驗的検討を行つた。本章に於ては既に求められたる實驗結果より非共振變壓器を商用變壓器に適用する場合に發生する諸問題につき研究し、各種の實施方法に對して検討を行ひ度いと思ふ。變壓器線輪を非共振ならしめる方法としては之を大別して

1. 靜電容量によつて線輪を短絡する方法

2. 直列補正法

3. 並列補正法

に分類する事が出来るが、こゝでは第2、第3の場合に就いて考究したいと思ふ。尙直列補正法及び並列補正法の實施に當つて考へ得る方法としては

1. 並列補正法（變壓器線輪の外部に遮蔽板を置く）

2. 直列補正法

I 補正容量を變壓器線輪間に挿入する方法

II 補正容量を變壓器外部に置く方法

III 線輪を數群に分割しその各群を單位として補正する方法

3. 直列法と並列法を併用する方法

等を擧げる事が出来る。以下その各場合に就き検討し度いと思ふ。

### 2. 並列補正法の構成

並列補正法は一般に實用に供せられて居る方法であるが、この方法の缺點とする處は高壓端子が接地側に延びてゐる事である。従つて絶縁が困難となり變

壓器自體の膨大となる難點がある。その長所としては補正容量が少い事及び遮蔽板の取付が變壓器の構造に無關係に出来る事である。次に並列補正法に於ける遮蔽板と線輪の間の靜電容量と耐電壓の關係について検討しよう。即ち並列補正法に於ける補正容量は

$$C_{sn} = \frac{y}{l_b - y} C_g$$

但し

$C_g$  : 線輪單位長の對地容量

$l_b$  : 線輪の全長

$y$  : 接地點より測定點迄の線輪の長さ

故に  $C_{sn}$  の最大値は  $y=l_b-1$  の場合に相當し補正容量値は

$$C_{sn} = (l_b - 1) C_g$$

となる。又完全に補正せられたる場合には線輪と遮蔽板との間の電壓は  $y=e_b-1$  に於ては  $\frac{1}{l_b}e_0$  (但し  $e_0$  は印加電壓) である爲變壓器一次線輪と鐵心間の絶縁と同一絶縁材料を用ふるとすれば遮蔽板と線輪間の距離を線輪鐵心間の  $1/l_b$  倍にする事が出来るからその靜電容量は  $l_b C_g$  となり充分である。然し同一絶縁物を用ふ事は一般に困難であり、その誘電率及び耐壓力の低下する場合には充分なる補正容量を得る事が困難となる。次に遮蔽板と線輪との間の最高電位は  $y=1$  即ち

$$C_{sn} = \frac{1}{l_b - 1} C_g$$

の場合に發生するが所要靜電容量が  $\frac{1}{l_b - 1}$  倍である爲同一絶縁材料を用ふるものとすれば、一次線輪鐵心間の絶縁耐力の  $(l_b - 1)$  倍となり極めて安全である。然し線輪鐵心間の距離の  $(l_b - 1)$  倍にする事は容器が著しく膨大となる爲通常遮蔽板を切除してその對向面積を減じ遮蔽板線輪間の距離を線輪鐵心間のそれに近接させる方法が行はれて居る。以上は線輪鐵心間の絶縁材料と線輪遮蔽板間のそれに同一物を用ふ場合について検討した。それ故誘電率が  $1/n$  になつた場合例へば線輪鐵心間をベークライト圓筒を以て絶縁し遮蔽板と線輪間に礦

油を用ふる如き場合には絶縁耐力は  $n$  倍である必要がある為容量不足となる。更に接地側に於ては高圧端子が変圧器表面より線輪鐵心間或はそれ以上の距離だけ突出せる結果となりその容器は當然大きくなるものである。次に問題になる事はこの補正方法に於ては補正電流が線輪を通過する為線輪内に於て補正電流による電圧降下を生じ線輪の固有振動数に到来波の周波数が同調する時には異常電位傾度を生ずる事がある。尙極めて高周波振動の到来せる場合には線輪底面電位と上面電位の比は次の如くなる。

$$R = \frac{1}{2} \frac{C_g}{C} + 1$$

故に  $C$  に比較して  $C_g$  の比較的小なる間は電位傾度も少く問題にならないが  $C_g$  の値が大なる場合には影響する所が大である。更に衝撃波によつては部分振動を發生する懸念がある。上述の説明を總括すれば並列補正法は實施容易なる方法であるが次の諸項に注意する必要がある。

1. 遮蔽板と線輪との間の絶縁物は線輪鐵心間のそれと同一耐圧力誘電率のものをを用ふる事を理想とする。
2. 補正電流が線輪を通過する為異常電位降下、電位振動を發生する事等である。

### 3. 直列補正法の構成

直列補正法に於ては並列補正法の如く高圧端子は接地側まで延びる事もなく變壓器の容積も増大する事は無い。之が實施上困難と思はれる點は補正容量値が線輪数の自乗に比例して増大する事である。それ故之が實施に當つては線輪の分割数を減ずる必要があり、補正容量は線輪間に挟むか變壓器外部に置くものであるが、その方法に就ては相當議論の餘地があるものと思ふ。之は變壓器設計の都合によるものであるからこゝでは實施可能なる二三の場合に就て考究する事にする。

## I. 補正容量を線輪間に配置する方法

線輪間に補正容量を挟む場合には可及的に線輪間に収めて失ふ事が必要條件である。然し第1線輪と第2線輪間に挿入するものは多少突出しても結線上差支へ無い。その爲には線輪の底面積に對して高さを比較的大にして扁平なる線輪とする必要がある。即ち一般に一定間隔を置いて配置せられたる線輪の鐵心に對する靜電容量は既に報告せる如く線輪の端效果の爲全線輪長の金屬板と鐵心との間の靜電容量を線輪數で除したものとなる。それ故線輪の長さを  $l_b$  とし、線輪數を  $n$  とし、線輪の幅を  $b$  とすれば線輪一ヶ當りの靜電容量は

$$b' = \frac{l_b}{n} = ba \dots\dots\dots (171)$$

によつて決定せられるものと考へる事が出来る。  $a$  は端效果による線輪の幅の増加率を表はす。次に變壓器を幅  $b$ 、高さ  $h$ 、を有する數個の線輪よりなるものとしその底面と鐵心との間に對地靜電容量  $C_g$  を形成するものとすれば對地靜電容量は無限に長い圓筒と考へ

$$C_g = \frac{K}{4.65 \log_{10} \left( \frac{r_2}{r_1} \right)} b \dots\dots\dots (172)$$

但し  $r_1$  圓筒の内徑

$r_2$  圓筒の外徑

$K$  絶縁物の誘電率

$b$  圓筒の幅

とする事が出来る。平板間の靜電容量はその端效果を無視すれば

$$C = \frac{KA}{4\pi d} \dots\dots\dots (173)$$

但し  $d$  絶縁物の厚さ

$K$  絶縁物の誘電率

$A$  平板の對向面積

となる。今變壓器線輪の場合に例を取り  $r_1$  を鐵心の半徑、 $r_2$  を線輪の内半徑

$h$  を線輪の高さ、 $b$  を線輪の幅とすれば

$$C_g = \frac{K}{4.605 \log_{10} \left( \frac{r_2}{r_1} \right)} b a \quad \left( \text{但し } ba = \frac{l_b}{n} \right) \dots\dots\dots (174)$$

線輪間に挟まれたる静電容量は

$$C = \frac{K\pi \{(r_2+h)^2 - r_1^2\}}{4\pi d} = \frac{Kh(2r_2+h)}{4d}$$

而して同一誘電率、耐圧力の絶縁物を用ふるとすれば、線輪底面と鐵心間に印加せられる最高電圧は線輪間に印加せられる電圧の  $n$  倍となる爲、

$$r_2 - r_1 = nd$$

$n$  : 線輪の分割數

と置く事が出来る。但し絶縁物の絶縁耐力と電圧との關係は直線的關係では無く、電極の構造使用状態によつて異なり電圧の上昇と共に單位厚み當りの絶縁耐力は低下するものである。著者は最悪の場合を考へ絶縁物の厚みは電圧に比例するものとして計算を行つた。そこで  $C$  に上の關係を代入すれば

$$C = \frac{nK(2r_2+h)h}{4(r_2-r_1)} \dots\dots\dots (175)$$

となる。故に補正容量の最大値は

$$C_{sn} = \frac{1}{2} C_g n^2 = \frac{1}{2} \frac{K}{4.605 \log_{10} \left( \frac{r_2}{r_1} \right)} b n^2 a \dots\dots\dots (176)$$

之が線輪間に収まる爲には  $C_{sn} = C$ 、即ち式 (175) 及び式 (176) より

$$\frac{1}{2} \cdot \frac{K}{4.605 \log_{10} \left( \frac{r_2}{r_1} \right)} b n^2 a = \frac{nK(2r_2+h)h}{4(r_2-r_1)}$$

なる關係を満足する必要がある。一般には  $2r_2 \gg h$  である爲  $2r_2 + h \div 2r_2$  と置けば次の關係式を得る。即ち

$$\frac{h}{b} = \frac{na}{4.905} \cdot \frac{1}{\log_{10} \left( \frac{r_2}{r_1} \right)} \cdot \left( 1 - \frac{r_1}{r_2} \right) \dots\dots\dots (177)$$

式 (177) は直列補正法の實施に當つて必要な線輪の寸法を與へる式である。



次に  $\frac{r_2}{r_1}$  は一般に 2 より小なる数である爲、2 より小なる種々の値に對する

$1 - \frac{r_1}{r_2}$  を計算  
 $\log_{10} \left( \frac{r_2}{r_1} \right)$  すれば  
 第17表

第 17 表

$\frac{r_2}{r_1}$	$\log_{10} \left( \frac{r_2}{r_1} \right)$	$1 - \frac{r_1}{r_2}$	$\frac{1 - \frac{r_1}{r_2}}{\log_{10} \left( \frac{r_2}{r_1} \right)}$
1.1	0.041	0.09	2.19
1.2	0.019	0.17	2.15
1.3	0.114	0.23	2.02
1.4	0.146	0.285	7.95
1.5	0.176	0.333	1.89
1.6	0.204	0.373	1.83

の如くなる。即ち表  
 より見て概略の計算  
 を行ふには

$1 - \frac{r_1}{r_2}$  は 2 と  
 $\log_{10} \left( \frac{r_2}{r_1} \right)$  置いて  
 差支へ

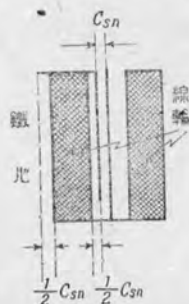
無い事が判る。

それ故之を式 (177) に代入すれば

$$\frac{h}{b} \div a \frac{n}{4.605} 2 = \frac{n}{2.3} a \dots\dots\dots (178)$$

そこで  $a=2$  とすれば

同一絶縁物を用ふると線輪の幅と高さの比は約  $n$  にする必要がある。今  $n=23$  とすれば  $h/b=23$  となり著しく扁平なる線輪となり實施困難となる。尙一般に線輪の接續上 2 ケを以て單位線輪として計算する爲  $n$  は  $1/2$  となるが 1 ケの線輪の幅を  $1/2$  にする必要がある爲上式をそのまま適用する事が出来る。補正容量は平板蓄電器である關係上高誘電率、高耐電壓のものを用ふ事が出来る爲上記の値は幾分少くなるがそれ程期待する事は出来ない。即ち直列補正法に於て線輪間に遮蔽板を挟む場合には線輪の幅と高さの比は線輪の分割數に比例して増大する爲、線輪の分割數を極力減少し線輪を可及的に扁平する必要がある。然し線輪間に挿入された遮蔽板は變壓器線輪に對しても、第141圖の如く靜電容量を有する爲遮蔽板の有効



第141圖 變壓器線輪遮蔽法

面積は著しく増加する事になり、線輪の幅と高さの比も減少する事が出来る。即ち線輪の上面と下面との電位差を  $e_0/l_b$  とし、線輪中の電位分布は直線的であるとすれば線輪と遮蔽板との有効静電容量は  $\frac{1}{2}C_{sn}$  となる。それ故静電容量は  $1/1.5$  に減少する事を得る。即ち

$$\frac{h}{b} = \frac{n}{2.3} a \times \frac{1}{1.5}$$

となる。更に點線で示す如く、線輪の遮蔽板を追加する場合には第1線輪の静電容量は  $1/2$  に減少する為

$$\therefore \frac{h}{b} = \frac{n}{2.3} a \times \frac{1}{2}$$

となる。今  $n=10$  とすれば最大補正容量を線輪間に収める為には

$$\frac{h}{b} = \frac{10}{2.3} 2 \times \frac{1}{2} \div 5$$

となり、實際問題としても製作可能であり、線輪内電壓降下も一樣となり有効なる補正効果をあげる事が出来る。勿論完全なる補正を要求する場合には第1線輪の短絡容量を計算値の約2倍にする必要があるが實際問題としては上記の値で充分なる補正効果を擧げる事が出来る。

## 2. 補正容量を線輪外に置く方法

完成せる變壓器其他特殊な電氣機械に適用する場合に考へられる方法である。之によれば任意の大きさの静電容量を得られる利點があるが並列補正法の場合と同様補正電流が全面的に線輪を通過する為内部電位振動は之を除去する事が出来ない。又變壓器の容積が膨大となる缺點がある。其他の方法に関しては上記の方法より容易に類推する事が出来る。

## 結 論

以上述べ來つた事より、並列補正法に於ては線輪分割数を可及的に増大し厚い線輪とする方が得策であるのに對して直列補正法に於ては線輪分割数を極力減じ扁平なる線輪に仕上げる必要がある事が判る。

## 4. 部分遮蔽と電位分布

直列補正法に於ても、並列補正法に於ても全線輪に對して完全なる補正を施す事は相當複雑となる上に中性點に近接せる部分の遮蔽は電位分布に著しい影響を與へない爲、之を省略し高壓部分のみ遮蔽を行ふ場合がある。在來盛に用ひられて居るシールド板も之に相當するものである。この場合に就て宮本氏<sup>(4)</sup>は初期電位分布が正弦波に近くなる爲、高調波振動が発生する事なく従つて異常電位の發生を防止し得る事を述べて居る。著者は之に對して更に詳細なる検討を加へ之が效果につき考察を進めた。今高壓端子より  $y_1$  點迄補正を施した場合  $y_1$  點の初期電位が

$$e = y_1 e_0 \quad (e_0 \text{ 印加電壓})$$

となる如き補正容量を計算すれば次の如くなる。即ち  $y_1$  點より中性點迄の電位は補正を施さざる爲

$$e = \frac{\sinh \alpha y}{\sinh \alpha} \frac{y}{y_1} y_1 e_0 \dots \dots \dots (179)$$

$$\text{但し} \quad \alpha = \sqrt{\frac{C_g}{C}}$$

にて表す事が出来る。それ故  $y_1$  點の電流  $i_1$  は次の如くなる。

$$i_1 = pC \left( \frac{de}{dy} \right)_{y_1}$$

之に式(179)を代入すれば

$$i_1 = \frac{\alpha pC}{\tanh \alpha} y_1 e_0$$

それ故補正部分の初期電位分布は直線的分布を爲すものとすれば補正容量を流れる電流は

$$i = i_1 + \int_{y_1}^y p C_g y e_0 dy$$

$$= i_1 + \frac{1}{2} p C_g y^2 e_0 - \frac{1}{2} p C_g y_1^2 e_0$$

尙補正容量を  $C_{sn}$  とし電流  $i$  は全部補正容量を流れるものとすれば

$$i = p \frac{C_{sn}}{dy} e_0 dy$$

$$\therefore p C_{sn} e_0 = i_1 + \frac{1}{2} p C_g y^2 e_0 - \frac{1}{2} p C_g y_1^2 e_0$$

然るに

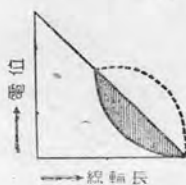
$$i_1 = a p C \coth a \cdot y_1 e_0 \quad \text{但し } a = \sqrt{\frac{C_g}{C}}$$

である爲

$$C_{sn} = \frac{1}{2} C_g y^2 - \left( \frac{1}{2} C_g y_1^2 - \sqrt{C C_g} \coth a \cdot y \right) \dots \dots \dots (180)$$

即ち  $C_{sn}$  は全線輪を補正せる場合より少くなりその初期電位分布は第142圖の如くなる。

尙最終電位分布は點線に示した



第142圖

部分補正による電位分布

實線：初期電位分布

點線：最大電位

斜線：振幅

如きものである爲變壓器内部振動は  $y_1$  點以下の線輪に振動を發生するのみである。而して  $y_1$  點が線輪の中性點に近い程そのエネルギーは減衰しその被害は少くなる事は明かである。

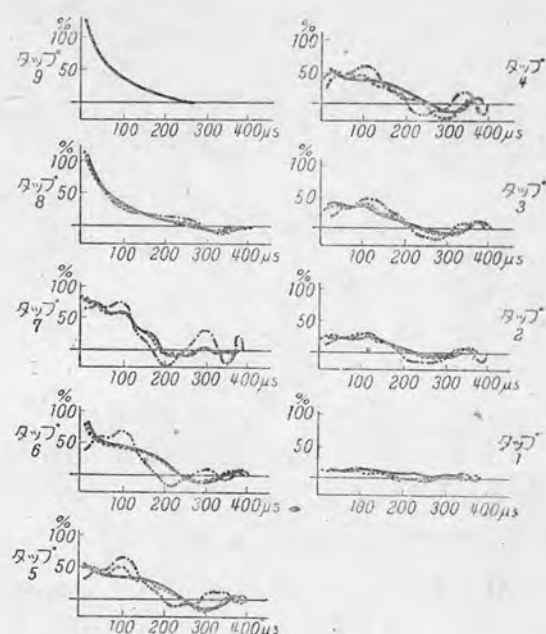
## 5. 實 驗 結 果

### 1. 衝撃波による電位振動

#### I. 中性點接地

著者は前述の理論に従つて  $\frac{1}{5}$ ,  $\frac{2}{5}$ ,  $\frac{3}{5}$  の部分的補正を施せる場合の衝撃波に對する補正効果を調査した。即ち第143圖は  $\frac{1}{5}$ ,  $\frac{2}{5}$ ,  $\frac{3}{5}$  の補正を施せる場合の各タップに於ける電位を示し、第144圖、第145圖、第146圖はその各々の場合に於ける電位分布の時間的變化を示すものである。即ち各タップに於ける電位振動狀態より見て  $\frac{1}{5}$  補正に於ては殆んど補正の効果なく僅かに第1線

輪のみ非振動となつて居るに過ぎないものである。然し 2/5 以上、殊に 3/5 補正に於ては完全補正と殆んど變化なく、全面的に非振動となつて居る。尙電位分布の時間的變化より明かなる如く初期電位分布は 3/5 補正に於ては殆んど直線となりその電位振動も極度に抑制され 2000C 前後であるのに對し 2/5 補正に於ては 3000C 前後となり、1/5 補正に於ては 5000C 以上となつて居る。振動の振幅も次第に抑制され 2/5 補正に於ては殆んど實用と差



第143圖 部分遮蔽に於ける中性點接地せる場合の電位振動

實線：3/5 補正

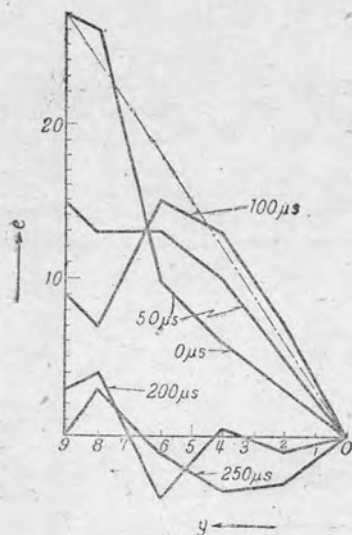
鎖線：1/5 補正

點線：2/5 補正

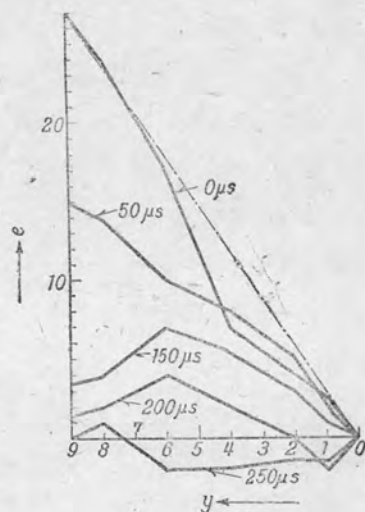
支へ無い程度迄になつて居る。之を要するに實際問題としては變壓器全體に亘つて補正を施す必要は無く、最高 1/2 程度の補正で充分である事が判る。更にこの場合には補正容量も少くなり得策である。尙變壓器を非振動ならしむるに必要な部分は電壓の印加端子附近であり、之が嚴密なる補正は全體の電位分布を著しく改善し得るものである。尙この部分の補正は線輪間に補正板を挟み線輪内に於ける電位分布も補正しなければその効果に於て不充分なるものがある。

## II. 中性點開放時

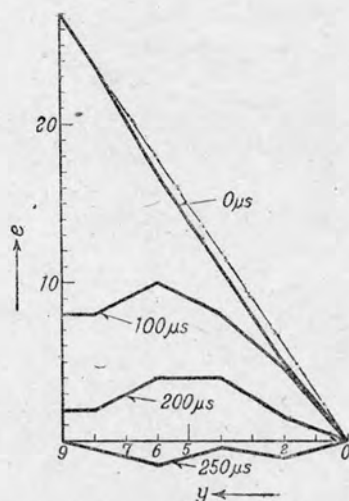
第147圖 は 1/5、2/5 及び 3/5 補正に於ける中性點開放時の内部電位振動を



第144圖 部分補正に於ける電位振動 (1/5補正)



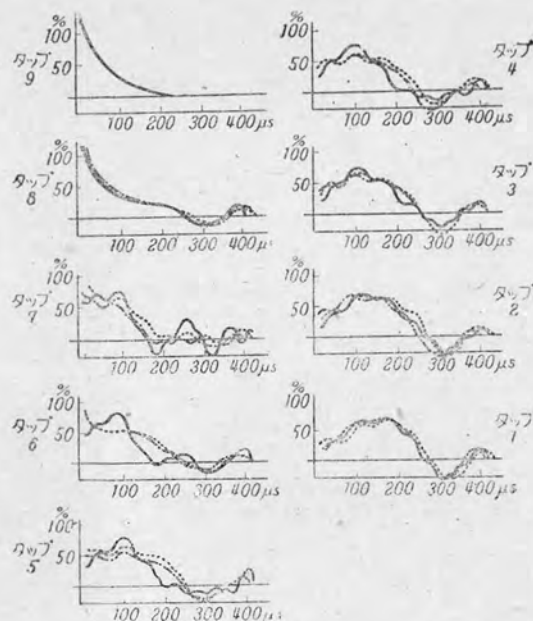
第145圖 部分補正に於ける電位振動 (2/5補正)



第 146 圖

部分補正に於ける電位振動  
(3/5補正)

示すもので第148圖, 第149圖, 第150圖 は上記各場合に於ける電位分布の時間的變化を示すものである。圖より初期電位分布は1/5補正に於ては下方に彎曲



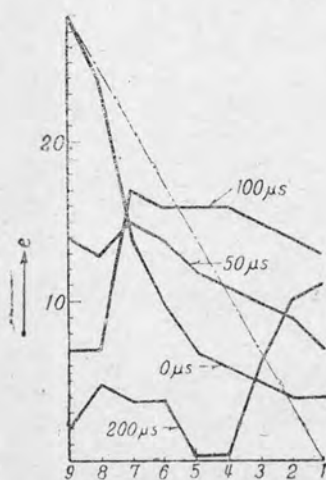
第 147 圖

部分遮蔽に於ける中性  
點開放時の電位振動

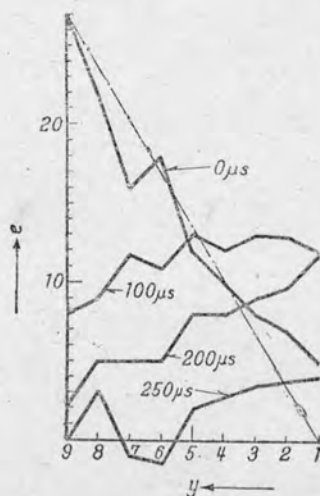
實線：1/5 補正

鎖線：2/5 補正

點線：3/5 補正

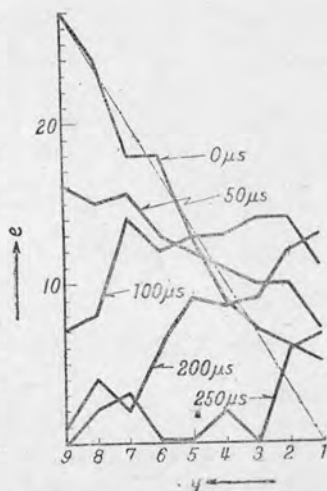


第148圖 部分補正に於ける中性  
點開放時の電位振動  
(1/5補正)



第149圖 部分補正に於ける中性  
點開放時の電位振動  
(2/5正補)

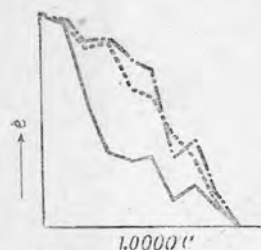
し内部電位振動も著しく、 $100\mu s$  に於ては内部電位は印加電位の2倍に達する高電位を発生して居るが2/5, 3/5補正に於ては初期電位分布も直線的となり電位振動も不活潑になり電壓印加點を支點とせる直桿振動を爲して居るが開放端の振動は完全補正の場合に比較すればこの波高値も高く振動数も多い事が判る。然し以上の實驗より見て一般に中性點開放時に於ても2/5以上の補正を施せば充分補正の目的を達する事が知られる。



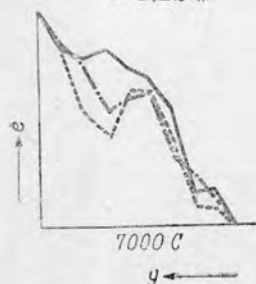
第150圖 部分補正に於ける中性點開放時の電位振動 (3/5)補正

## 2. 周期的振動電壓による電位分布

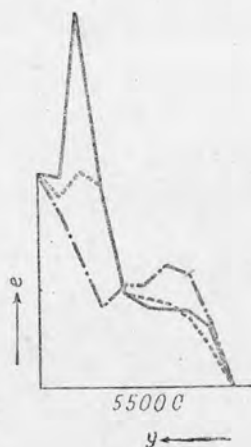
### I. 中性點接地



第151圖 部分補正に於ける電位分布



第152圖 部分補正に於ける電位分布



第153圖

(第151圖に同じ)



第154圖

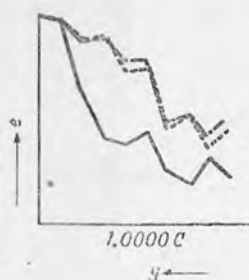
(第151圖に同じ)



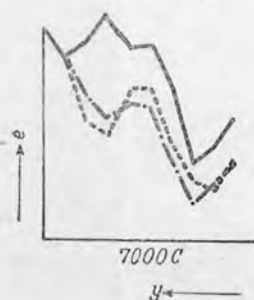
第151圖より第154圖迄は變壓器全線輪の 1/5, 2/5, 3/5 を補正せる場合に、1,0000C 乃至 5000C の周期的振動電壓を印加せる場合の電位分布曲線を示す。圖に明かなる如く補正容量を  $C_{in} = \frac{1}{2} C_g y^2$  の序列に従つて決定した爲多少補正過剰となつて居る。尙曲線中實線は 1/5 補正を示し、點線は 2/5 補正、鎖線は 3/5 補正の場合を示す。即ち、各周波數を通じて 1/5 補正の場合は補正不充分なる事が明かであり 6000C 及び 5500C に於ては異常電位を發生して居る。2/5 補正及び 3/5 補正に於ては殆んど差異を認めず充分補正の目的を達する事が出来るものである。

## Ⅱ. 中性點を開放せる場合

第155圖より 第158圖 迄は中性點を開放せる場合の實驗結果を示し、實線は 1/5 補正、點線は 2/5 補正、鎖線は 3/5 補正の場合の曲線である。この場合にも 1/5 補正の場合には線輪内電位傾度は殆んど補正せられず中性點電位も 7000C より高周波に於ては低いが低周波に於て高くなり 6000C, 5500C に於て異常電位を發生して居る事は (I) の場合と同様である。尙この場合にも 2/5 以上の補正を施す



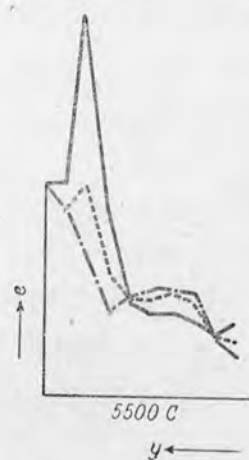
第155圖 部分補正に於ける中性點開放時の電位分布



第156圖 (第155圖に同じ)



第157圖 (第155圖に同じ)



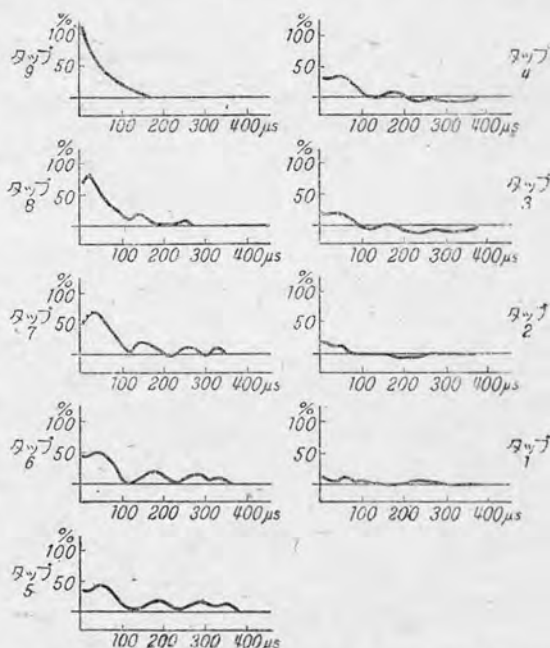
第158圖 (第155圖に同じ)

場合には充分補正の目的を達する事が出来る。

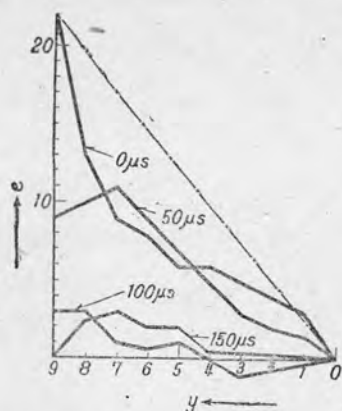
## 6. 単一線輪内部に於ける電位振動

電動機界磁線輪を始めとして電気機械に於ては成層捲線を有する単一線輪よりなるものが多いが之に衝撃波或は高周波振動電圧が印加せられたる場合にも異常電位分布及び内部電位振動を発生し線輪を焼損する場合がある。各層を形成せる線輪は對地静電容量と線輪内静電容量及び誘導抵抗を有する事より考察すれば當然である。尙變壓器線輪の如き多數の線輪に分割されたる場合にもその各線輪内に於ける電位分布も一樣では無く電位振動を発生するものと思はれる。そこで著者はこの場合の電位振動を求め、併せて遮蔽板の効果に就て實驗を行つた。即ち第159圖は單一變壓線輪より等間隔にタップを出し衝撃波

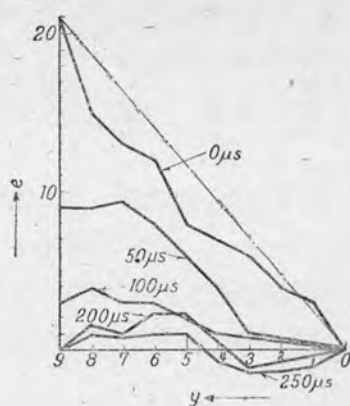
による各タップに於ける内部電位振動を撮影せるもので比較的高周波(約1,0000C)の振動を発生して居る。その初期電位は第160圖の如く双曲線的分布を爲し時間の経過と共に中央部を腹として振動して居る。次に之に遮蔽板を施せる場合には第161圖の如き電位振動を爲し電位分布の時間的變化を示せば第162圖の如くなり初期に於ては殆んど直線となり僅かに電



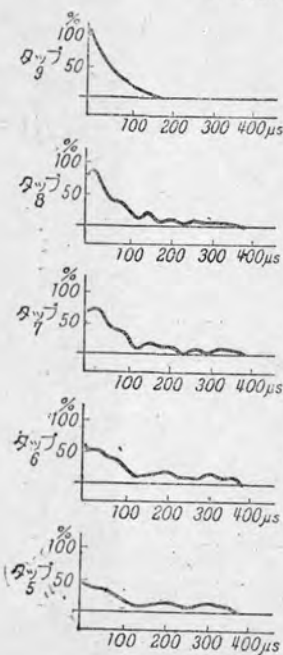
第159圖 單一線輪に於ける内部電位振動(遮蔽板無し)



第160圖 単一線輪に於ける電位振動  
(遮蔽板無し)



第162圖 単一線輪に於ける電位振動  
(遮蔽板有り)



第161圖 単一線輪に於ける電位振動  
(遮蔽板有り)

位振動を發生して居る事が判る。即ち一般に用ひられて居る遮蔽板はその初期電位分布を改善すると共に線輪内電位振動を抑制する効果がある事が知られる。以上は線輪の一端を接地せる場合の電位分布を示すものであるが、變壓器に於ては線輪の底面は靜電容量を通じて接地せられて居る爲その電位振動はその趣を異にするものである。この場合の遮蔽板は主として線輪底面の電位を上昇し

線輪中に於ける電圧降下を減少する爲に用ひられるものである。即ち線輪底面電位は線輪の等価容量を  $C_l$  對地容量を  $C_g$  とすればその初期値は

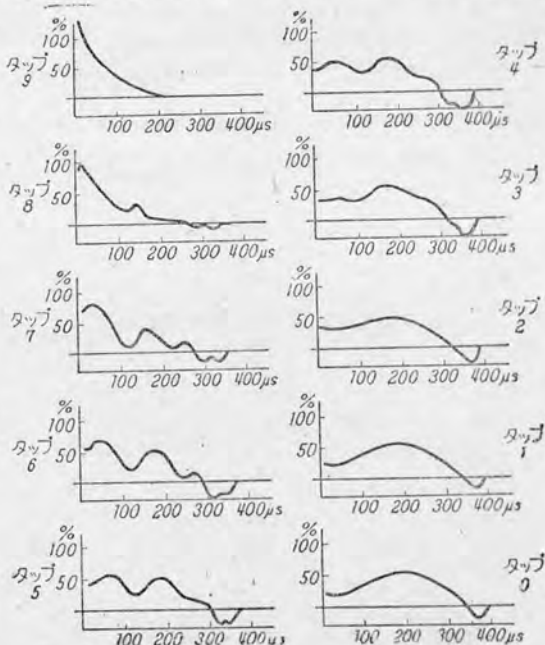
$$e_n = \frac{C}{C_g + C} e_0 \dots \dots \dots (181)$$

但し  $e_0$  は印加電壓

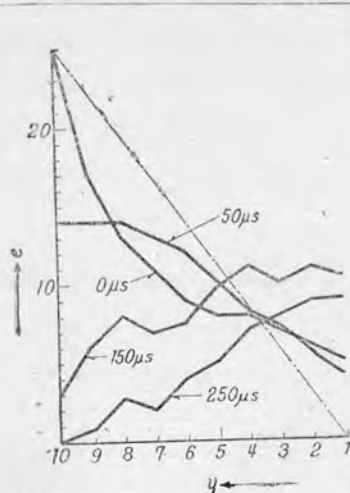
となり  $C_g$  に比較して小なる場合には殆んど零となる。然るに遮蔽板を有する場合に於ては遮蔽板と線輪との静電容量を  $C_s$  とすれば線輪の等価静電容量は  $C + \frac{C_s}{2}$  となり底面電位は

$$e_n = \frac{C + \frac{C_s}{2}}{C_g + C + \frac{C_s}{2}} \dots \dots \dots (182)$$

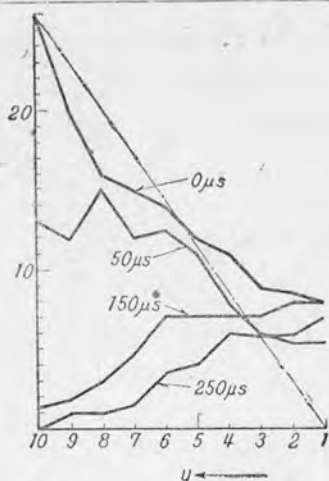
で表される爲遮蔽板の無い場合より高電位となる。次に線輪の一端に對地静電容量  $100\mu\text{f}$  を有する場合の各タップに於ける電位振動は第163圖に示す如くなり電壓印加端子附近に於ては活潑なる振動を爲すも線輪底面に於ては緩慢なる振動となりその振幅も相當大なるものがある。第164圖はその電位分布の時間的變化を示すものである。之より見ても高壓端子を支點とする單弦振動を發生しその周期は2500C前後である事が判る上記實驗によ



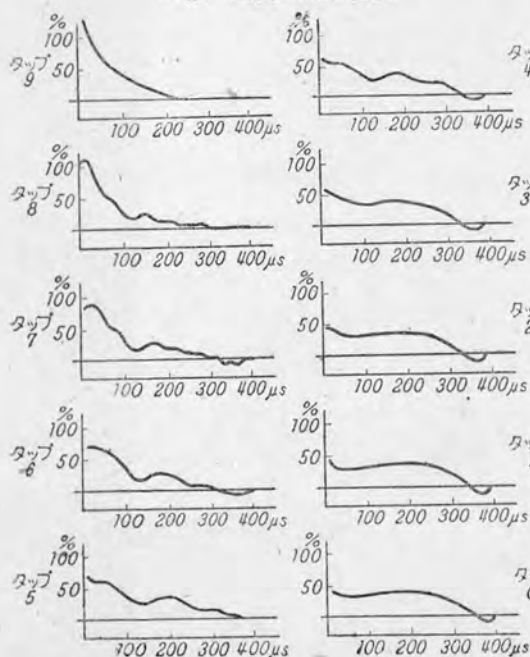
第163圖 單一線輪の中性點に靜電容量を有する場合の電位振動 (遮蔽板無し)



第164圖 単一線輪の中性點に靜電容量を有する場合の電位振動



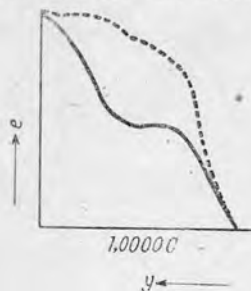
(第166圖 第164圖に同じ)



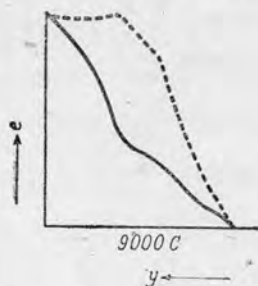
第165圖 単一線輪の中性點に靜電容量を有する場合の電位振動 (遮蔽板有り)

り単一線輪内に於ける電位振動も分布常数を有する線輪の場合と同様に考究し得る事が知られる。次に之が遮蔽板を有する場合の電位振動は第165圖に示す如くなり、之により電位分布の時間的變化を求めれば、第166圖の如く線輪内に於ける初期電位降下は減少し線輪底面電位の振動は著しく抑制せられる結果となる。尚各タップに於ける振動もほぼ非振動的となる事が知られる。以上の實驗により

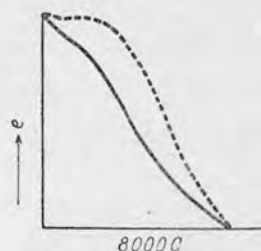
變壓器を數個の線輪に分割して補正を施す場合或は單一線輪よりなる電氣機械に於て一端を接地しない場合の線輪内電位振動は分布常數を有する變壓器線輪の中性點開放時の振動と同様に考察する事が出来る事が判る。尙この場合線輪の側面に置かれたる遮蔽板はその電位振動を抑制する上に極めて有効である事



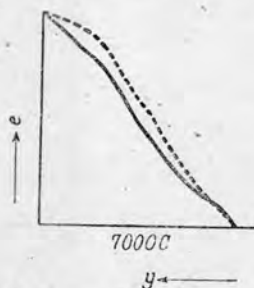
第167圖 單一線輪に於ける  
電位分布 (實線: 遮蔽後)



第168圖  
(第167圖に同じ)

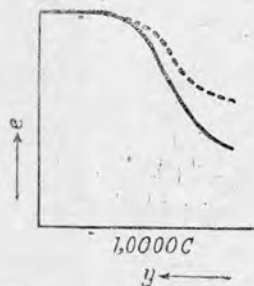


第169圖  
(第167圖に同じ)

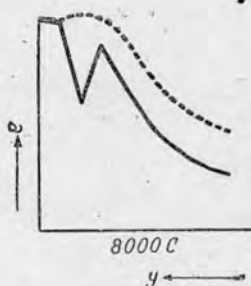


第170圖 (第167圖に同じ)

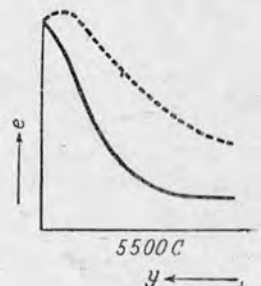
が知られる。故に直列補正法に於て補正容量を線輪内に置く事は單位線輪内に於ける電位振動を抑制する上からも重要であり並列補正法に於ては望み得ざる處である。次に周期的振動電壓の到來せる場合の遮蔽板の効果は中性點を接地せる場合には 第167圖より 第170圖迄の曲線に示す。圖に於て點線は遮蔽板無き場合實線は遮蔽板を有する場合で遮蔽板無き



第171圖 單一線輪の中性點に靜  
電容量を有する場合の電位分  
布 (實線 遮蔽板無し)



第172圖  
(第171圖に同じ)



第173圖  
(第171圖に同じ)

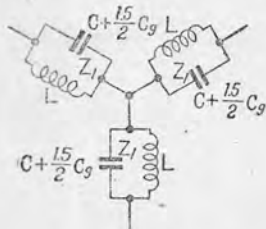
場合には高周波に於て接地端に近き線輪に高電位傾度を生ずるが遮蔽板を入れる事によつて直線的分布となる。尙低周波になるに従つて遮蔽板の効果は無くなる事が知られる。次に第171圖より第173圖迄は一端に  $100\mu\text{mf}$  の静電容量を有する場合で補正前（實線）より補正後に於て開放端電位は上昇し、低周波になるに従つてその差が大となつて居る。即ち遮蔽板は線輪中の電位降下を減少する上に著しい効果がある事が判る。

## 第6章 非共振変圧器の三相変圧器に対する 應用及び外部回路との關係

三相変圧器を非共振ならしめた場合の現象は一般に單相變壓器のそれより容易に推察し得るものである。即ち星形結線に於て中性點にて接地せる場合では各相に就き單相變壓器の如く考へて補正を行ふ事が出来る。然し中性點を開放せる場合及び高イムピーダンスを通じて接地する場合には多少その趣を異にするものである。

### 1. 中性點開放時の電位振動

送電線のサージ・イムピーダンスは一般に $500\Omega$ 前後である爲三相非共振變壓器の中性點開放時の等價回路は第174圖の如く表はす事が出来る。それ故三相



第174圖

より同時に擾亂波の侵入する場合には單相變壓器の一端開放時と同様に考察する事が出来る。次に二相より侵入し、一相より抜ける場合には中性點に $Z_1(p)$ が接続せられたる場合に相當し、一相より入り二相に抜ける場合には $Z_1(p)$ の並列回路が接続せられたる場合に就て計算すれば良い。この

際問題になる事は上記の如く中性點に發生する電

位振動によつて生ずる變壓器内部の電位分布である。この場合の振動數は線輪の共振周波數より小なる爲その電位分布の一般式は

$$e = \left\{ By - \frac{a^2}{A} \left( 1 - \frac{y}{2b} \log \frac{b+y}{b-y} \right) \right\} e^{j\omega t} \dots \dots \dots (183)$$

となる。但し A, B は積分常數 又

$$a^2 = \frac{\omega^2 L}{1 - \omega^2 CL} \quad b^2 = \frac{1 - \omega^2 CL}{\omega^2 C_g L}$$



次に開放端より電壓を印加せる場合につき A, B を求むれば次の如くなる。

### A, B の決定

今式(183)に於て

$$y=0 \quad \text{にて} \quad e = \varepsilon e^{j\omega t}$$

$$y=1 \quad \text{にて} \quad e=0$$

なる條件を代入すれば

$$1 = -\frac{a^2}{A}$$

$$B = \frac{1}{2b} \log \frac{b+1}{b-1} - 1$$

となる。

それ故、A 及び B を式(183)に代入すれば

$$e = \left\{ (1-y) + \frac{y}{2b} \left( \log \frac{b+1}{b-1} - \log \frac{b+y}{b-y} \right) \right\} \varepsilon e^{j\omega t} \dots\dots\dots (184)$$

$$= \left\{ 1 + \frac{y}{2b} \left( \log \frac{b+1}{b-1} - \log \frac{b+y}{b-y} - y \right) \right\} \varepsilon e^{j\omega t} \dots\dots\dots (185)$$

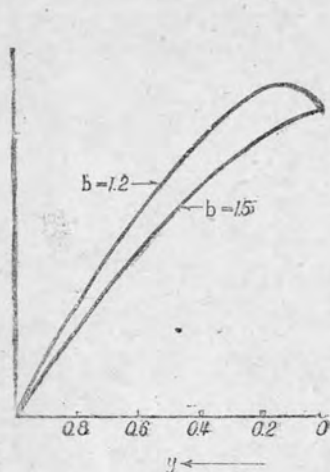
式(185)の前2項は兩端より同時に擾亂波の侵入せる場合の電位分布を示す爲、前節に於ける計算より容易にその電位分布を求める事が出来る。尙  $y < b < 1$  の場合には式(185)は

$$e = \left\{ (1-y) + \frac{y}{2b} \left( \log \frac{b+1}{b-1} - \log \frac{b+y}{b-y} + j\pi \right) \right\} \varepsilon e^{j\omega t} \dots\dots (186)$$

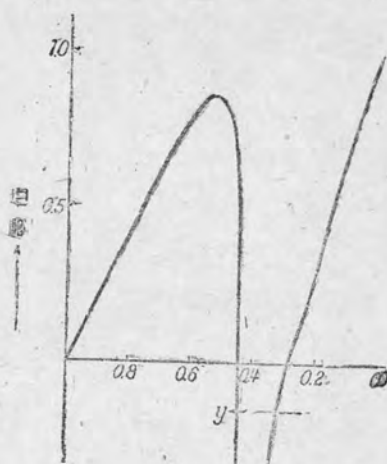
となる。著者は代表的場合を取り  $b=20, 1.5, 0.4$ , についてその電位分布曲線を求めた。第175圖 a, b に示す如きものである。即ち  $y < b < 1$  の場合に異常電位を發生するが一般に異常電位傾度を生ずる懸念は無く、三相變壓器に於ても非共振變壓器は充分にその效力を發生する事が判る。

## 2. 實 驗 結 果

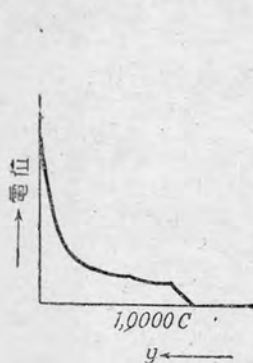
非共振變壓器の開放端より擾亂波の侵入する場合の電位分布を實驗的に求め



第175圖 a 非共振變壓器中性點より高周波電壓を印加せる場合の電位分布



第175圖 b (同左)

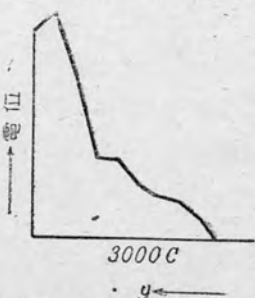


第176圖

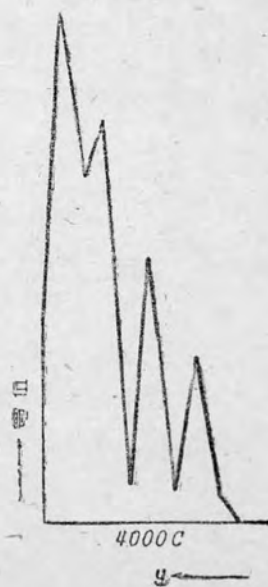
非共振變壓器中性點より電壓を印加せる場合の電位分布



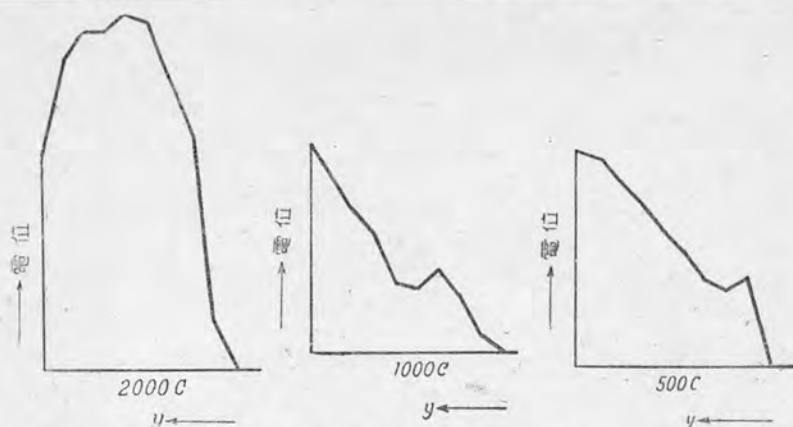
第177圖 (第176圖に同じ)



第179圖 (第176圖に同じ)



第178圖 (第176圖に同じ)



第180圖 (第176圖に同じ) 第181圖 (第176圖に同じ) 第182圖 (第176圖に同じ)

る爲に5000C乃至500Cの周期的振動電壓を非共振變壓器の高壓端子を接地し中性點より印加した。その電位分布は第176圖より第182圖迄の曲線に示す如くその共振周波數が4000C~5000Cにある爲5000Cに於ては電壓の印加點に急峻なる電位傾度を生じ4000Cに於ては計算例に於ける $b=1.0$ に近接せる場合となり異常電位を發生する事が判る。然しそれより低い周波數に於ては大體に於て計算例に於ける $b>1$ なる曲線となり異常電位を發生する危險は無い事が知られる。

### 3. 中性點より衝擊波の侵入せる場合の非共振變壓器の内部電位振動

三相變壓器其他中性點に接續せられたる機器の突發的短絡等により中性點に擾亂波を發生する場合等には非共振變壓器もその趣を異にしその等價回路も異なつて來る。一般に非共振變壓器の電位分布は次の式にて表はす事が出来る。即ち

$$e = e_0 \left\{ By - A \frac{pL}{1+p^2CL} \left( 1 + py \sqrt{\frac{C_g L}{2(1+p^2CL)}} \tan^{-1} py \sqrt{\frac{C_g L}{2(1+p^2CL)}} \right) \right\} \dots\dots\dots (187)$$

今式(187)に於て  $y=0$  にて  $e=e_0$

$y=1$  にて  $e=0$

なる条件を代入すれば

$$0=B-A\left\{\frac{pL}{1+p^2CL}\left(1+p\sqrt{\frac{C_gL}{2(1+p^2CL)}}\tan^{-1}p\sqrt{\frac{C_gL}{2(1+p^2CL)}}\right)\right\}$$

$$1=-A\frac{pL}{1+p^2CL}$$

$$\text{となり } B=-\left(1+p\sqrt{\frac{C_gL}{2(1+p^2CL)}}\tan^{-1}p\sqrt{\frac{C_gL}{2(1+p^2CL)}}\right)$$

故に式(187)より

$$\therefore e=e_0\left\{(1-y)-py\sqrt{\frac{C_gL}{2(1+p^2CL)}}\left(\tan^{-1}p\sqrt{\frac{C_gL}{2(1+p^2CL)}}-\tan^{-1}py\sqrt{\frac{C_gL}{2(1+p^2CL)}}\right)\right\}\dots\dots\dots(188)$$

となる。式(188)は中性点より電位を印加せる場合の電位振動を示すものであるが之は両端より電圧を印加せる場合より  $ye_0$  を差引いたものとなる爲簡単に求める事が出来る。即ちその電位振動は初期電位分布

$$e=\left\{(1-y)-y\sqrt{\frac{C_g}{2C}}\left(\tan^{-1}\sqrt{\frac{C_g}{2C}}y-\tan^{-1}\sqrt{\frac{C_g}{2C}}\right)\right\}e_0\dots\dots\dots(189)$$

と  $e=ye_0$  とによつて包含せられる振幅を以て

$$f=\frac{1}{2\pi\sqrt{LC}}$$

なる周波数を有する振動を爲す事が判る。開放端の電位傾度は  $1/\sqrt{C_g/2C}$  が大なる程大となる。

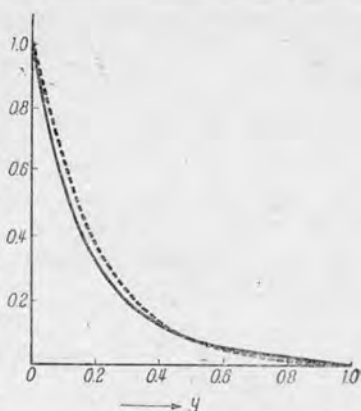
次に補正を施さざる場合にはその初期電位分布は

$$\text{但し } a=\sqrt{\frac{C_g}{C}}$$

$$e=\frac{\sinh ay}{\sinh a}\dots\dots\dots(189')$$

となるが之で補正を施せる場合のそれと比較する爲  $a=5$  として電位分布を計

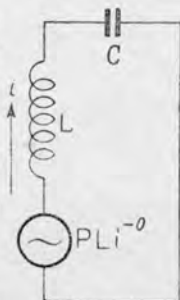
算すれば第183圖の如くなる。即ち圖に於て實線は式(189)による電位分布を示し、點線は式(189)による計算結果を示す。即ち線輪の常数が同一である場合にはその初期電位分布は補正の有無によつて著しい差の無い事が判る。然しその振動は補正前に於ては多くの高調波の重畳せるものであるに對し補正後は單弦振動を爲す爲變壓器内部に於て異常電位傾度を生ずることは無い。



第183圖 非共振變壓器及び並型變壓器に於て開放端より電壓を印加せる場合の初期電位分布  
實線：非共振變壓器  
點線：並型變壓器

#### 4. 非共振變壓器の開閉時に發生する電位振動

一般に變壓器の開閉に當つて特に開閉時には鐵心内に蓄積されたる磁氣的エネルギーが一瞬にして放電する爲非常な高電位を發生し絶縁を破壊するに至るものである。之も變壓器の誘導抵抗が少く線輪の分布容量の大なる場合には發生する異常電位も少い事は周知の事實である。それ故に非共振變壓器の如く線輪を大容量の靜電容量を以て短絡せる場合には當然その電位振動は抑制せらるべき筈である。即ち非共振變壓器の等價回路は集中誘導係數と靜電容量の並列回路よりなるものであり、變壓器の回路の瞬間に鐵心に蓄積されたる磁氣的エネルギーが誘導抵抗を通じて大なる靜電容量を充電する場合に相當する。尙變壓器は高壓側即ち、補正せられたる側で開閉せられる場合を豫想する事にす



第184圖  
變壓器を突發的に開路する場合の等價回路

る。然らば變壓器一次線輪の誘導係数を  $L$  とすればその等価回路は 第184圖 の如くなり。

$$e = pLi^{-0} \dots \dots \dots (190)$$

(但し  $i^{-0}$  は開路の瞬間の勵磁電流とす)

なる電壓による兩端の電位を考へれば良い。即ちその場合の回路電流は

$$i = \frac{pLi^{-0}}{pL + \frac{1}{p\left(C + \frac{1}{2}C_g\right)}} \dots \dots \dots (191)$$

であり端子電位は

$$\begin{aligned} e_0 &= i \frac{1}{p\left(C + \frac{1}{2}C_g\right)} = \frac{p^2L\left(C + \frac{1}{2}C_g\right)}{p^2L\left(C + \frac{1}{2}C_g\right) + 1} \frac{1}{p\left(C + \frac{1}{2}C_g\right)} i^{-0} \\ &= \frac{pL}{p^2L\left(C + \frac{1}{2}C_g\right) + 1} i^{-0} \dots \dots \dots (192) \end{aligned}$$

となる、故に

$$\begin{aligned} e_0 &= \frac{Li^{-0}}{\sqrt{L\left(C + \frac{1}{2}\right)}} \sin \omega t \quad \text{但し} \quad \omega = \frac{1}{\sqrt{L\left(C + \frac{1}{2}C_g\right)}} \\ &= \omega Li^{-0} \sin \omega t \dots \dots \dots (193) \end{aligned}$$

となる。

即ち式 (193) より  $\omega$  が大なる程いひかへれば  $L$  及び  $i^{-0}$  の大なる程その發生電壓の最高値は大である。之は換言すれば  $L$  が大で静電容量が小なる場合に高電位を發生する。その意味から云つても非共振變壓器は等価静電容量が極めて大である爲安全である。

## 5. 非共振變壓器に於ける勵磁電流

非共振變壓器に於ては一次線輪は静電容量を以て短絡せられて居る爲勵磁電

流を打消す作用があり、無負荷電流が極めて少なくなる事は勿論である。その爲磁束密度を更に高くとり得る事となり、變壓器の容積を減少する事が可能となる。即ち非共振變壓器の等價回路は  $C + \frac{1}{2}C_g$  と  $L$  との並列回路よりなる爲靜電容量を通ずる電流は

$$i_c = j\omega \left( C + \frac{1}{2}C_g \right) E$$

但し  $E$  は商用周波數の印加電壓

$C$  は一次線輪の分布容量

$C_g$  は一次線輪と大地との間の靜電容量

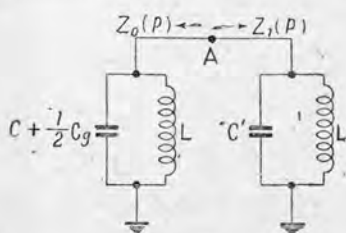
となる。そのため  $C_g$  が比較的大なる場合にはその値は極めて大なるものがあり、その力率の改善、資材の節約に資する處が多い。著者の供試變壓器に於ては低壓側より測定せるものであるが、補正前に於て 2.5A であつたものが、補正後 0.2A となつた。この點に關しては並列補正法に於ける等價回路も同一であるから同様に考察する事が出来る。

## 6. 非共振變壓器の侵入容量 (Eingangskapazität)

前節に於て説明せる如く、非共振變壓器のサージ・イムピーダンスは  $L$  及び  $C + \frac{1}{2}C_g$  の並列回路を以て代表し得る。尙一般の變壓器に於ては等價靜電容量は主として線輪間靜電容量によつて決定せられる爲侵入容量を増加する爲には之を増大する必要がある。然し一般には外鐵型變壓器の如く特に線輪間靜電容量を多くする事が出来るものを除けば波頭長を多少變化せしめるに過ぎないものである。非共振變壓器にては等價回路より明かなる如く  $\frac{1}{2}C_g$  の増加があるが之とても著しく大なるものでは無く、之より寧ろブッシング等による靜電容量の方が大であり波頭を緩和する上に必要であれば變壓器に並列に蓄電器を接續すれば良い。然し之も容量の大なるものは相當高價となる爲搬送波用蓄電器を利用するのも一方法であると思ふ。

## 7. 非共振變壓器に接続せられたる送電線の接地による電位振動

變壓器に接続せられたる送電線の突發的接地により變壓器内部に發生する異常電位及び異常電位傾度について先に鳥養博士によつて、詳細なる研究が發表せられて居る。即ち上記の如き場合は變壓器端子に於ける靜電容量及び送電線の接地點迄の誘導抵抗の並列回路によつて變壓器に一次回路を短絡せる場合に相當し、その際に變壓器内部及び外部に於て發生する電位振動について検討すれば良い。鳥養博士は該論文に於て變壓器外部回路の共振周波數に對しては變壓器の一端開放とし、その他の周波數に對しては之を接地せるものとして主として變壓器内部の電位分布を求められ端子附近に於て著しき電位傾度を生ずる事及び外部回路の共振周波數が大なる程電位傾度の著しい事を指摘されて居る。著者は之を非共振ならしめた場合に發生する變壓器端子電位振動に就いて考究した。即ち非共振變壓器に於ては既に記述せる如く如何なる周波數の到來に對しても直線的電位分布を維持する爲變壓器内部電位振動は考究する必要がなく



第 185 圖

非共振變壓器に接続せられたる送電線の接地せる場合の等價回路

外部回路の影響の下に發生する變壓器端子電位振動について考究すれば良い。非共振變壓器の等價回路は前節に於て述べた如く誘導係數と靜電容量との並列回路よりなる爲外部回路を  $L'$  及び  $C'$  の並列回路よりなるものとすれば第185圖の如き等價回路となり、A 點の電位振動は變壓器

端子電位振動を表はす事になる。今A點より見た兩回路のサージ・イムピーダンスを  $Z_0(p)$  及び  $Z_1(p)$  とし  $Z_1(p)$  を接続せざる場合のA點の電位を  $V_0(p)$  とし  $Z_0(p)$  を接続せる爲の電位を  $V_1(p)$  とすればテヴィニンの定理により

$$V_1(p) = V_0(p) \frac{Z_1(p)}{Z_0(p) + Z_1(p)}$$



となる. 今上式に  $Z_0(p)$ ,  $Z_1(p)$  を代入すれば

$$\begin{aligned}
 V(p) &= V_0(p) \frac{\frac{1}{\frac{1}{pL'} + pC'}}{\frac{1}{\frac{1}{pL} + p\left(C + \frac{1}{2}C_g\right)} + \frac{1}{\frac{1}{pL'} + pC'}} \\
 &= \frac{V_0 \left\{ L' \left( 1 + p^2 L \left( C + \frac{1}{2} C_g \right) \right) \right\}}{L (1 + p^2 C L') + L' \left\{ 1 + p^2 L \left( C + \frac{1}{2} C_g \right) \right\}} \\
 &= V_0(p) \frac{L' \left\{ 1 + p^2 L \left( C + \frac{1}{2} C_g \right) \right\}}{p^2 \left\{ C L L' + L L' \left( C + \frac{1}{2} C \right) \right\} + L + L'} = \frac{Y(p)}{Z(p)} V_0(p) \dots\dots (194)
 \end{aligned}$$

$V_0(p)$  は變壓器端子電壓であるが, 送電線の接地により發生する振動に比較して極めて低周波である爲, 矩形波と見ても差支へ無い. そこで簡單の爲  $V_0(p)$  は  $p$  に無關係なるものとす. 式 (194) より

$Z(p) = 0$  の根を求むれば

$$p_n = \pm j \sqrt{\frac{L + L'}{L L' \left( C + C' + C' \frac{1}{2} C_g \right)}}$$

となり,

$$\begin{aligned}
 \left( p \frac{dZ(p)}{dp} \right)_{p_n} &= -2(L + L') \\
 (Y(p))_{p_n} &= \left\{ 1 - \frac{L(L + L') \left( C + \frac{1}{2} C_g \right)}{L L' (C + C' + \frac{1}{2} C_g)} \right\} L' = \left\{ \frac{L' C' - L \left( C + \frac{1}{2} C_g \right)}{L' (C + C' + \frac{1}{2} C_g)} \right\} L' \\
 \frac{Y_0}{Z_0} &= \frac{L'}{L + L'}
 \end{aligned}$$

$$\therefore V = V_0 \left\{ 1 + \frac{L \left( C + \frac{1}{2} C_g \right) - L' C'}{L' \left( C' + \frac{1}{2} C_g + C \right)} \cos \omega t \right\} \frac{L'}{L + L'} \dots\dots\dots (195)$$

$$\text{但し } \omega = \sqrt{\frac{L + L'}{L L' \left( C + C' + \frac{1}{2} C_g \right)}}$$

とす。即ち非共振變壓器に接続せられたる送電線の突發的接地によつて、 $\omega$ なる角速度を有する電位振動を爲す事が判る。尙その周波数は  $L=L'$ ,  $C'=C+\frac{1}{2}C_g$  なる場合には

$$\omega = \sqrt{\frac{1}{L'C'}} = \sqrt{\frac{1}{L(C+\frac{1}{2}C_g)}}$$

となり、變壓器の共振周波数となる。更に  $L'$ ,  $C'$ ,  $L(C+\frac{1}{2}C_g)$  の大さにより周波数は上式より大となる事もあり小となる場合もある。 $L'=\infty$  の場合、即ち蓄電器を以て短絡せる場合には

$$\omega = \sqrt{\frac{1}{L(C'+C+\frac{1}{2}C_g)}}$$

となり、明に線輪の同調周波数より極めて緩慢なる振動を爲す事が判る。其の場合に於ける電位は式(195)に於て  $L'\rightarrow\infty$  とすれば

$$V = V_0 \left\{ 1 - \left( \frac{C'}{C+C+\frac{1}{2}C_g} \right) \right\} \cos \omega t \dots \dots \dots (196)$$

となり  $C'$  が大なる程最高電位は高くなり  $C'=0$  に於て即ち開放せる場合には端子電位は電源と同一になる。次に式(195)に於ける電位振動の振幅を吟味する爲に  $t=0$  即ち初期電位は専ら静電容量のみによつて決定されるものと考へれば式(194)に於て  $p \rightarrow \infty$  と置けばその初期電位は

$$V = V_0 \frac{C + \frac{1}{2}C_g}{C + C' + \frac{1}{2}C_g}$$

となる。之を式(195)に於て  $t=0$  と置いた場合と比較すればその振幅は初期電位との差即ち

$$V_0 \left( \frac{C + \frac{1}{2}C_g}{C + C' + \frac{1}{2}C_g} - \frac{L'}{L+L'} \right) \dots \dots \dots (197)$$

となる。上の式より振幅に及ぼす  $L'$  及び  $C'$  の影響が明かになる。即ち初期電位と最終電位が等しい場合には振幅は零、即ち振動を發生する事無く第1項が

第2項より大なる場合には初期電位の方が高い爲電位は初期電位を最高點として振動を發生する。第2項が第1項より大なる場合にはその振動方向は前者と逆方向となりその最高到達電位も高くなる。尙前述の如く  $L' \rightarrow \infty$  の場合即ち靜電容量のみで短絡した場合が最も大なる振動を爲す事が判る。尙  $L'$  が極めて小なる場合、即ち送電線の短い場合にはその周波数は無限大となり振幅は零となる爲短絡した場合として取扱ふ事が出来る。

以上は端子靜電容量の初期電位を零として計算を行つたものであるが變壓器

端子電位を以て充電せられたる

場合には林博士の提案に従つて

第186圖の如き等價回路を考へ

れば端子電位は前記計算によつ

て求められた電位と、假想電流

$y = pC'V_0$  による電壓降下との

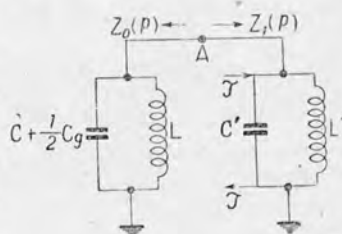
和になる。後者の原因によるものを  $V_2$  前者のそれを  $V_1$  とすれば端子電位  $V$  は

$$V = V_1 + V_2$$

$$V_2 = \frac{1}{\frac{1}{pL} + \frac{1}{pL'} + p(C + \frac{1}{2}C_g) + pC'} \cdot \frac{p^2C'LL'V_0}{L + L' + p^2LL' \left\{ (C + C') + \frac{1}{2}C_g \right\}}$$

となる。故に

$$\begin{aligned} V &= \frac{L' \left\{ 1 + p^2L(C + \frac{1}{2}C) \right\} V_0}{p^2LL'(C' + C + \frac{1}{2}C_g) + L + L'} \\ &\quad + \frac{p^2C'LL'V_0}{L + L' + p^2LL' (C + C' + \frac{1}{2}C_g) + L + LL'} \\ &= \frac{L' \left\{ 1 + p^2L(C + \frac{1}{2}C_g + C') \right\} V_0}{p^2LL'(C + C' + \frac{1}{2}C_g) + L + L'} \\ &= \left\{ 1 - \frac{L}{p^2LL'(C + C' + \frac{1}{2}C_g) + L + L'} \right\} V_0 \dots \dots \dots (198) \end{aligned}$$



第186圖

非共振變壓器に接續されたる送電線の接地せる場合の等價回路

となり、その振動数は

$$p_n = \pm j \sqrt{\frac{L+L'}{LL'(C+C'+\frac{1}{2}C_g)}}$$

により決定され、その振幅は初期電位を  $V_0$  とし最終電位を  $\frac{L'}{L+L'}V_0$  とせる振動となる。即ちその振幅は

$$V_0 \left(1 - \frac{L'}{L+L'}\right) = V_0 \frac{L}{L+L'}$$

となる。然し一般に回路に抵抗を有する爲  $V_1$  は速かに減衰する爲一般には蓄電器の初期充電電圧による影響は少い。

#### 数 値 例

上記の計算結果を明確にする爲に鳥養博士の用ひられたる数値例に従つて計算し並型變壓器との比較を行へば次の如くなる。即ち

$$C_g = 5.10^{-14} \times 5.800 = 2.9 \times 10^{-10} \text{ ファラッド}$$

$$L = 2.5.10^{-3} \times 5.800 = 1.45 \times 10 \text{ ヘンリー}$$

$$C' = 5.10^{-9} \text{ ファラッド}$$

$$L' = 2.10^{-3} \text{ ヘンリー}$$

とすればその振幅は

$$\begin{aligned} V_0 \left( \frac{\frac{1}{2}C}{C' + \frac{1}{2}C_g} - \frac{L'}{L+L'} \right) \\ = V_0 \left( \frac{1.45.10^{-10}}{5.10^{-9} + 1.45.10^{-10}} - \frac{2.10^{-3}}{1.45 + 2.10^{-3}} \right) = 0 \end{aligned}$$

となり短絡した場合と同様に考察する事が出来る。次に式(198)によつて計算すれば

$$V = \frac{1}{L+L'} (L' + L \cos \omega t) V_0 \div V_0 \cos \omega t.$$

即ち端子静電容量の電荷による振動のみとなる。之は回路抵抗により速かに減衰するものである爲危険電位となる恐れは無い。

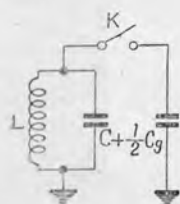
## 8. 直流高壓回路に於ける整流裝置の突發的逆弧により非共振變壓器端子に發生する電位振動

直流高電壓を得る爲に變壓器發生電壓を整流管或は水銀整流器によつて整流し蓄電器により平滑ならしむる事は屢行はれる處であるが整流管等の排氣不良、其の他の原因により逆弧を生じ變壓器を燒損する事が多い。之を防止する爲に變壓器を非共振ならしむれば變壓器の燒損を逃れる事が出来るがその場合變壓器端子に於ける電位振動に關しては考慮の餘地がある。上記の如き場合を考察するには、變壓器端子を蓄電器を以て短絡した場合と蓄電器の充電電壓を變壓器を通じて放電する場合の重疊せるものとして取扱へば良い。前者に就ては既に前節に於て論じた如く、 $V_1$ を現象の起る瞬間の變壓器端子電壓とし暫時その電位を維持するものとすれば端子電壓  $V_1$  は

$$V_1 = V_0 \left( 1 - \frac{C'}{C' + C + \frac{1}{2}C_g} \cos \omega t \right)$$

$$\text{但し } \omega = \sqrt{\frac{1}{L(C + C' + \frac{1}{2}C_g)}}$$

尙現象は一般に變壓器最高電壓で發生する事が多く、又その場合が最も危険で



第187圖

整流裝置が逆弧を發生せる場合の等價回路

ある爲にこの場合に就て考察すれば充分である。即ちその場合の蓄電器充電電壓は  $V_0$  と見ても差支へ無い。次に後者の原因による變壓器端子電位は第187圖の如き回路の電位振動を考へれば端子電位  $V_2$  は

$$\begin{aligned} V_2 &= \frac{pC'V_0}{pC' + p(C + \frac{1}{2}C_g) + \frac{1}{pL}} \\ &= V_0 \frac{p^2 LC'}{1 + p^2 L(C + \frac{1}{2}C_g + C')} = \frac{Y(p)}{Z(p)} V_0 \end{aligned}$$

となり  $Z(p) = 0$  の根を求むれば

$$p_n = \pm j \sqrt{\frac{1}{L(C+C'+\frac{1}{2}C_g)}}$$

となる。次に

$$\frac{Y(o)}{Z(o)} = 0, \quad \left( \frac{Y(p)}{p \frac{dZ(p)}{dp}} \right)_{p_n} = \frac{p^2 C' L}{2p^2 (C+C'+\frac{1}{2}C_g)} = \frac{C'}{2(C+C'+\frac{1}{2}C)}$$

なる爲

$$V_2 = V_0 \frac{C'}{C+C'+\frac{1}{2}C_g} \cos \omega t$$

但し

$$\omega = \sqrt{\frac{1}{L(C+C'+\frac{1}{2}C_g)}}$$

それ故變壓器端子電位は  $V_1$  と  $V_2$  が同時に發生すれば  $V = V_1 + V_2$  となるが一般には整流器に最大電壓が印加せられる時發生する爲  $V_2$  は  $V_1$  と逆相の場合が多く  $V = V_1 - V_2$  となる。それ故

$$V = V_0 \left( 1 - \frac{2C'}{C'+C+\frac{1}{2}C_g} \cos \omega t \right) \dots\dots\dots (199)$$

となり  $C'$  が比較的大なる場合には變壓器端子電位の初期値は  $-V_0$  となり最高電位は  $3V_0$  に達する可能性がある。並型變壓器に於ては振動の周波数は單一では無く突發的に更に高電位に見舞はれる事がある。この現象は吾々が直流回路の高壓測定中屢々遭遇する處である。一般には線輪の抵抗がある爲速かに減衰して斯る高電位に到達する事は無い。然し高壓端子附近に異常電位傾度を發生する爲に非共振變壓器にあらざる場合には線輪を焼損するに至る事が多い。次に線輪の抵抗を考へて計算すれば次の如くなる。即ち

$$V_1 = V_0 \frac{\frac{1}{pC'}}{\frac{1}{pC'} + \frac{1}{p(C+\frac{1}{2}C_g) + \frac{1}{pL+R}}}$$

$$= V_0 \frac{p^2 L (C + \frac{1}{2} C_g) + pR (C + \frac{1}{2} C_g) + 1}{p^2 (C + C' + \frac{1}{2} C_g) L + pR (C + C' + \frac{1}{2} C_g) + 1}$$

但し  $R$  は變壓器線輪の抵抗を表はす

$$p_n = \frac{-R \left( C + C' + \frac{1}{2} C_g \right) \pm \sqrt{R^2 \left( C + C' + \frac{1}{2} C_g \right)^2 - 4L \left( C + C' + \frac{1}{2} C_g \right)}}{2L \left( C + C' + \frac{1}{2} C_g \right)}$$

$$= -\frac{R}{2L} \pm \sqrt{\frac{R^2}{4L} - \frac{1}{C + C' + \frac{1}{2} C_g}}$$

即ち  $\frac{R^2}{4L} > \frac{1}{C + C' + \frac{1}{2} C_g}$

ならば非振動的となり、初期電位は靜電容量のみにて決定されるものと考へれば前者と同様になり、その初期値より對數曲線に従つて  $V_0$  に近接する。次に

$$\frac{R^2}{4L} < \frac{1}{C + C' + \frac{1}{2} C_g}$$

ならば減衰振動を發生しその周波數は

$$\omega' = \sqrt{\frac{1}{L(C + C' + \frac{1}{2} C_g)} - \frac{R^2}{4L}}$$

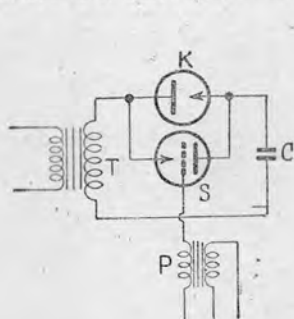
となり、その端子電位を前者と同様に考へれば

$$V = V_0 \left\{ 1 - \frac{2C'}{C' + C + \frac{1}{2} C_g} \varepsilon - \frac{R}{2L} t \cos \omega' t \right\} \dots \dots \dots (200)$$

にて表はす事が出来る。線輪抵抗が少く減衰狀態の捗々しくない時回路に抵抗を附加すれば減衰率は増加し異常電位の發生を防止する事が出来る。然し附加抵抗の計算は極めて複雑になる爲外部回路の靜電容量が線輪の分布容量に比較して非常に大きく線輪の固有抵抗も無いものとして計算すれば概略の見當をつける事が出来る。即ちかかる場合に振動が發生しない爲には附加抵抗  $R'$  は

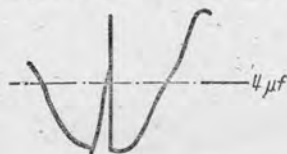
$$\frac{R^{12}}{4L} > \frac{1}{C'}$$

にて概算する事が出来る。之を要するに非共振變壓器に於ては等價回路は単一なる回路となる爲端子電位振動は單純なる周波數となり突發的異常電位に見舞はれる懸念は無く回路に抵抗を有せざる場合には  $3V_0$  なる高電位に達する事があるが適當なる附加抵抗により速かに減衰するものである。尙振動の發生を防止する意味に於ては外部靜電容量は可及的に大なるを要するが並型變壓器に於ては到來波の波尾が長くなり内部振動に對して惡影響を及ぼす爲抵抗によつて抑制するより致し方が無いものと思考せられる。著者は第188圖の如き回路に



第 183 圖

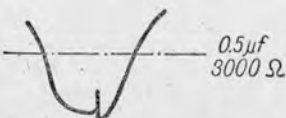
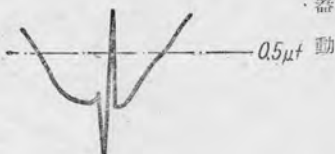
逆弧現象の實驗裝置



第 189 圖

逆弧による變壓

器端子の電位振



於てサイナトロン格子電壓を周期的に刺戟して蓄電器の電荷を集中誘導線輪よりなる變壓器にもどしてその變壓器端子に發生する電壓をブラウン管によつて測定した。即ち第189圖 a は靜電容量  $4\mu f$  の場合を示し非振動的の場合であり、靜電容量を減少して  $0.5\mu f$  とすれば第189圖 b の如く振動的となつて高電位を發生する。更に之に直列抵抗を挿入すれば第189圖 c の如く振動の發生を防止する事が判る。



## 第7章 相互誘導の影響

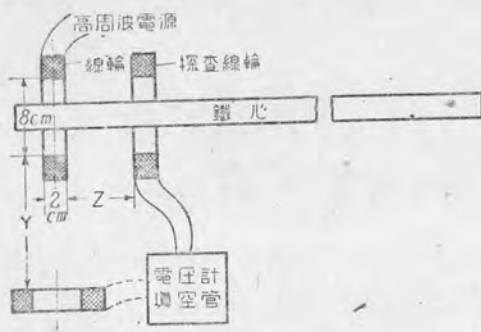
### 1. 高周波磁場の鐵心中に於ける傳播

衝擊波及び高周波振動電流の入來に對する變壓器線輪内電壓分布の計算は通常線輪電流の不同等原因する相互誘導係數を無視して考究されて居る。從つて非共振變壓器の検討に當つて斯かる相互誘導係數は極めて小なるもの、即ち斯かる高周波振動磁場は急速に減衰するものとして取扱はれて居る。然るに之に關する研究報告は殆んど與へられて居ない。著者は先づ60C乃至240KCの電流を用ひ鐵心間に於ける磁力線の減衰狀態に關する實驗を行つた。即ち一般に鐵心入り誘導線輪に交番電流を通ずる時には鐵心間に交番磁界を生じ之が鐵心内を傳播し他の線輪に起電力を生ずるものであるが、渦流損、磁氣履歴損等により次第に勢力は減衰し或る程度以上は傳達しない。周波數が上昇するに従つて鐵損が次第に増加しその減衰率も増加すると同時に又電波として輻射を始める爲、減衰も著しくなる筈である。而して電波として輻射を始める程度になれば空中を容易に傳播するに至り鐵心は單なる導波管となり減衰狀態も著しく變つて來る。

尙本書に於ては通常の変壓器線輪と鐵心との關係を考慮し、線輪の内側と鐵心との間に相當の空隙を設け探索線輪も同形のものを用ひ、高壓線輪間の狀態に擬似せしめると共に、空間を傳播する電磁波の影響も同時に加味した場合に就て考究した。

#### 1. 實驗方法

第190圖の如く長さ 50cm, 幅 3cm, 積層の厚さ 3cm, の鐵心4本を以て長さ 200cm, と爲しその一端に第190圖の如き線輪を置き同形の探索線輪を鐵心上に移動せしめて誘起する電壓を真空管電壓計で測定してその點の磁束分布

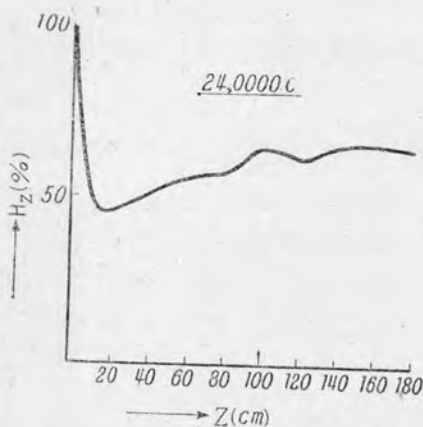


第190圖 實驗方法

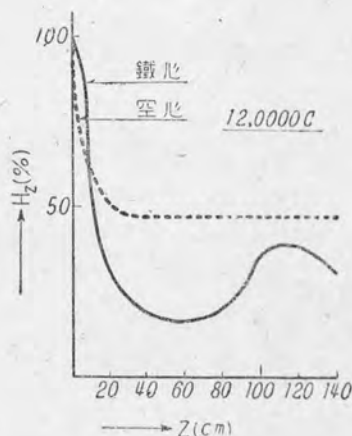
調節して適當なる出力を得る如くし鐵の飽和の影響を無視し得る場合に就て實驗した。従つて波形も肉眼で認め得る程度の差はなく正弦波として考究して良い、即ち著者の實驗に於ては最高15Vを用ひたため磁束密度は60Cに於ても1800ガウスであつた。

## 2. 實驗結果及びその検討

第191圖より第199圖までは 60C 乃至 240KC に至る磁力線の分布状態を求めた



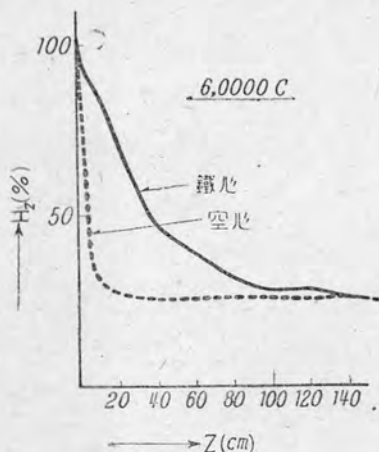
第191圖 鐵心中に於ける磁力線分布



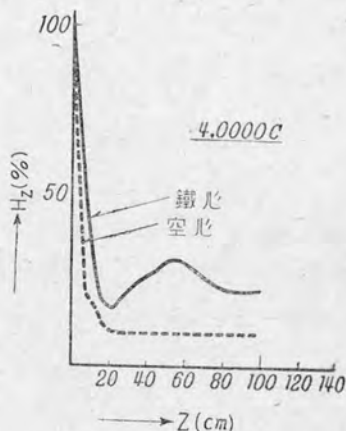
第192圖 鐵心中に於ける磁力線の分布  
實線：鐵心 點線：空心

を表はすことにした。積層鐵板は厚さ 0.35mmの硅素鐵板の兩面にラックニスを塗布せるものを用ひた。線輪の捲數は共に 350回とした。高周波發生裝置はハートレー氏結線方式により出力、250Wのものに出力線輪のタップを調

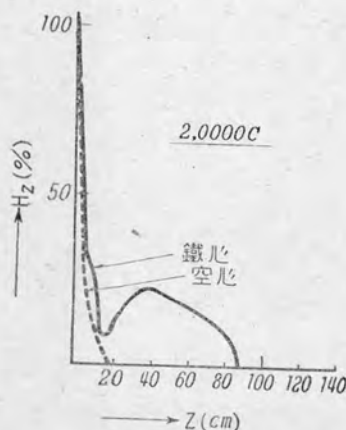
もので、縦軸に探索線輪の発生電圧を取り横軸に線輪よりの距離を取つたものである。圖により明かなる如く60Cに於ては100Cmで殆んど零となり對數曲線に従つて減衰して居る。尙  $H_z$  を Z 點の磁場の強さ Z を線輪端よりの距離 n を減衰率とすれば、減衰曲線  $H_z = Ae^{-nz}$  に於て60Cでは  $n = \frac{1}{38}$  となつた。同様



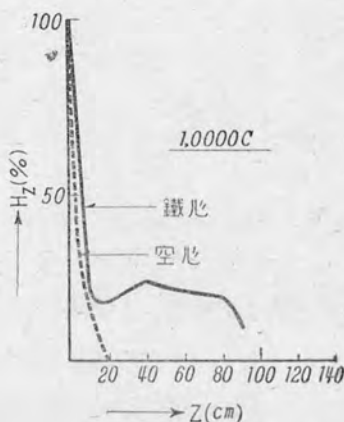
第193圖 鐵心中に於ける磁力線の分布  
實線：鐵心 點線：空心



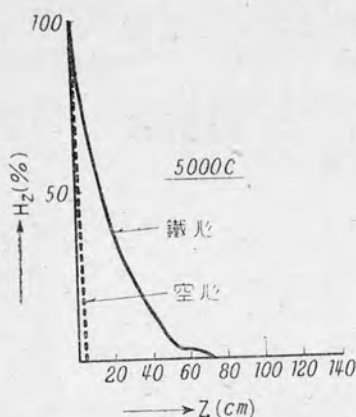
第194圖 (同 左)  
(同 左)



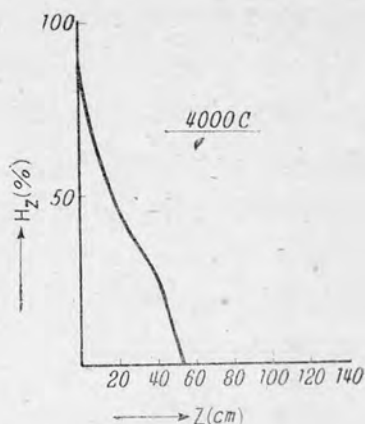
第195圖 鐵心中に於ける磁力線の分布  
實線：鐵心 點線：空心



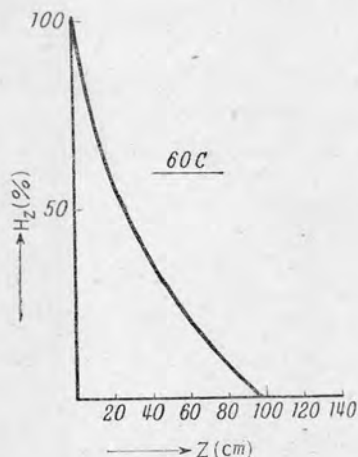
第196圖 (同 左)  
(同 左)



第197圖 鐵心中に於ける磁力線の分布  
實線：鐵心 點線：空心



第198圖 (同 左)  
(同 左)



第199圖 (同上) (同上)

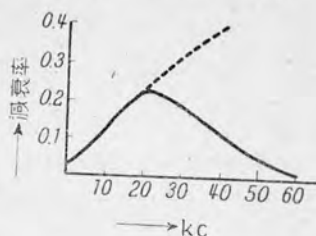
にして各周波數に於ける減衰率を定むれば  
第18表の如くなる。

第 18 表

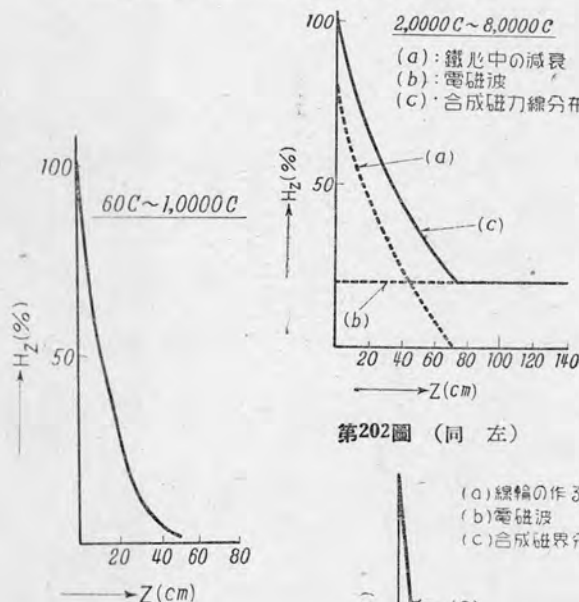
周波數	減衰率
60	1/38
5000	1/19
1,0000	1/7.5
2,0000	1/4.5
4,0000	1/9.5
6,0000	1/60
12,0000	1/15

即ち上表を曲線に畫けば第200圖の如くなり、20KC 迄は周波數と共に上昇するが20KCより次第に減少し始め60KCより殆んど零となる。之は20KCよりは電磁波として輻射する事を示すものであり、更に高周波に至り鐵の影響は皆無となり減衰率の著しく減少する事を示すものである。尙60Cより5000Cまでは

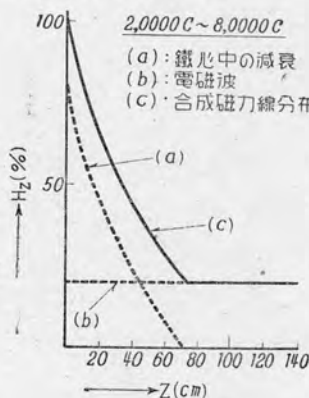
對數曲線に従つて減衰して居るが10KC より次第に輻射を始め線輪に近接せる點以外に於ては減衰が少くなる。20KC に於て減衰率は最高となり比較せる空氣中の場合の減衰率に略等しくなる。20KC 以上に於ては輻射波は鐵を導波管として傳達する事が知られる。更に40KC に至ればその減衰率は多少減少し完全に輻射を始め空氣中の場合にも20Cm 以上は減衰せざるに至る。60KC に於



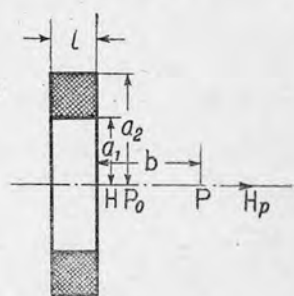
第200圖 鐵心中に於ける磁力線と減衰率との關係



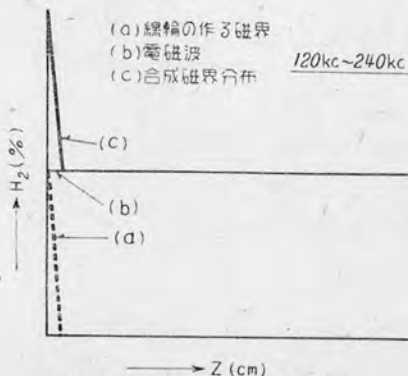
第201圖 鐵心中に於ける磁力線の減衰曲線 (計算)



第202圖 (同左)



第204圖 測定線輪

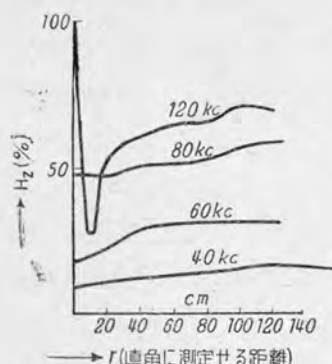


第203圖 鐵心中に於ける磁力線分布曲線 (計算値)

て減衰率は更に減じ鐵の影響を多分に受けた電磁波として傳播する事が知られる。この場合には空氣柱の場合に比較して著しく減衰率が減じ鐵の影響が著しく働いて居る事が判る。120KC 或はそれ以上に於ては鐵の影響は殆んど無くなり空氣柱に於ける分布と何等變らない。以上の實驗結果より得たる磁力線分布は三個の形式に分類する事が出来る。即ち第201圖の如き  $H_z = Ae^{-nz}$  に従つて減衰する場合と第202圖の如く電磁波としての輻射波 (b) と鐵を導波管として傳播する部分との合成したものと全く鐵の影響を消滅せる第203圖の如き形の場合とである。尙第2の場合には第1の形式に比較して減衰率は少くなる。著者は實驗に於ては 20KC~80KC に於てこの形式をとる。第三者に於ては線輪に近接せる部分では線輪の作る磁界 (a) と輻射波による曲線 (b) との重疊せるものになる。線輪に近接せる部分の磁場の強さは一般によく知られてゐる方法によつて計算したものとよく一致する。即ち第204圖の如き線輪の作る軸上の一點の磁場の強さ  $H_p$  は線輪の外徑  $a_2$ 、内徑  $a_1$ 、幅  $l$ 、線輪の端面の磁場の強さを  $H_{p0}$ 、端面よりの距離を  $b$  とすれば

$$\begin{aligned}
 H_p &= \int_{a_1}^{a_2} dr \int_0^{1+b} \frac{2\pi N r^2 i}{l(a_2 - a_1)(r^2 + x^2)} dx \\
 &= \frac{2\pi N i}{l(a_2 - a_1)} \left[ (1+b) \log \frac{a_2 + \sqrt{a_2^2 + (1+b)^2}}{a_1 + \sqrt{a_1^2 + (1+b)^2}} - b \log \frac{a_2 + \sqrt{a_2^2 + b^2}}{a_1 + \sqrt{a_1^2 + b^2}} \right] \text{ (附録1)} \\
 H_{p0} &= \frac{2\pi N i l}{l(a_2 - a_1)} \left( 1 \log \frac{a_2 + \sqrt{a_2^2 + l^2}}{a_1 + \sqrt{a_1^2 + l^2}} \right) \\
 \frac{H_p}{H_{p0}} &= \frac{1}{1 \log \frac{a_2 + \sqrt{a_2^2 + l^2}}{a_1 + \sqrt{a_1^2 + l^2}}} \left[ (1+b) \log \frac{a_2 + \sqrt{a_2^2 + (1+b)^2}}{a_1 + \sqrt{a_1^2 + (1+b)^2}} \right. \\
 &\quad \left. - b \log \frac{a_2 + \sqrt{a_2^2 + b^2}}{a_1 + \sqrt{a_1^2 + b^2}} \right]
 \end{aligned}$$

上式より實驗に供せる線輪の作る磁界を計算し之を曲線に畫けば第203圖の曲線の如くなり實驗より求めた場合に良く一致する事が知られる。尙上記の實驗により 20KC 以上に於ては輻射を始める事が知られる。著者は更に之を確認す



第205圖 鐵心と直角の方向に於ける磁場

るために線輪の直角方向の磁力線分布を測定した。その結果を第205圖に示す。この曲線は120KC に於ける線輪に近接せる點の磁場の強さを100として各周波數に於ける磁場の強さを表はしたものである。之より見て40KC以上に於ては輻射波の存在する事が認められる。尙20KCに於てはその値が著しく少なる爲計器に表はれるに至らなかつたものと思考せられる。

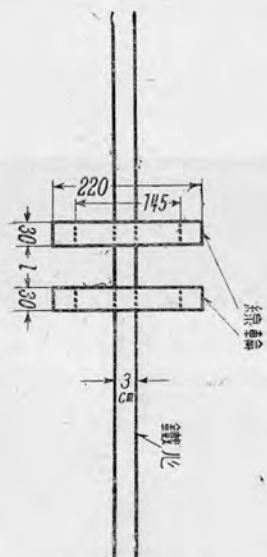
### 3. 結 論

以上の實驗結果を綜合すれば次の如くなる。

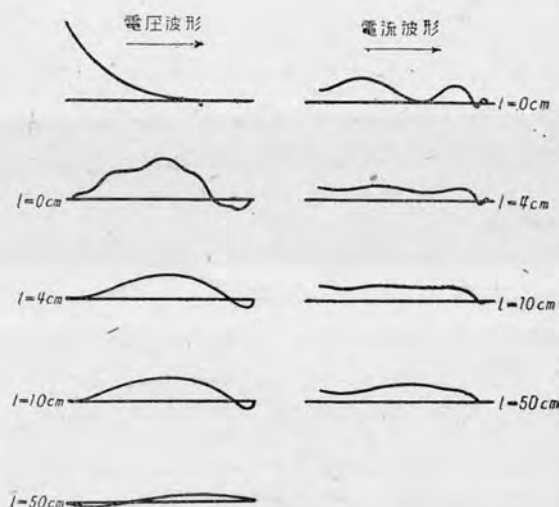
1. 鐵心の中に於ける磁場の強さの減衰は周波數に比例して増大するが10KCが限度でそれ以上に於ては再び減衰率が減少する。
2. 80KC 迄は鐵の影響がある。即ち鐵の存在の爲磁力線は増加する。
3. 磁力線の傳播に三形式がある。即ち鐵損失による對數曲線の減衰、鐵を導波管として傳播する磁力線に輻射波の加算せる形式（この場合は前者より減衰率が少となる）及び鐵の影響なく全く空氣柱と同一分布を示すもの（この場合は大部分輻射波である）。
4. 40KC 以上に於て輻射を始める事を直角方向の磁力線分布によつて確めた。
5. 以上の實驗結果は0.35mmの珪素鐵板を用ひ酸化皮膜及びラックニスにて絶縁せる場合の實驗結果を示すものである。

## 2. 衝擊波の到來せる場合相互誘導作用により第2線輪に發生する電壓

變壓器線輪に衝撃波の到來せる場合、該波の生ずる磁場が次の線輪に起電力を誘導するならば線輪の電位分布は自ら異つて来る。その状態を検討する爲に著者は第206圖の如く長さ4米の鐵心の中央に第1線輪をおきこれに衝撃波を

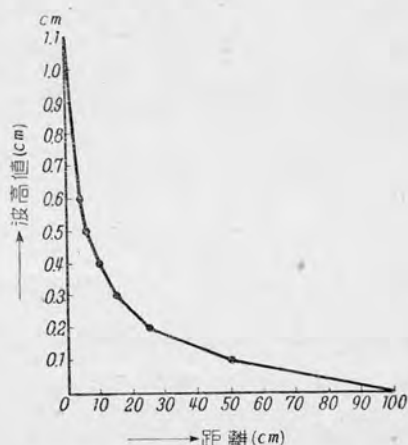


第206圖 實驗方法



第207圖 衝撃波による鐵心中の誘起電壓及び線輪電流

加へた時、第2線輪に發生する電壓をブラウン管によつて測定した。第207圖は第1線輪端より4Cm、10Cm、50Cmの距離に第2線輪を置きたる場合の誘導起電壓波形及び第1線輪の電流を表はすものである。第208圖は第2線輪に於ける誘導電壓の波高値を測定して曲線にかいたもので、速かに減衰するとは云へ、10Cmで尙35%の發生電壓がある事が知られる。



第208圖 磁力線の鐵心中に於ける減衰曲線



電流波形を見れば、初期電流は分布容量を通ずるものであつて、従つて第2線輪にはこれによりて発生電圧を生じてゐない事が判る。

### 3. 非共振變壓器に於ける相互誘導の影響

著者は第2節に於て同一鐵心上に配置せられたる二個の線輪の一に衝撃波を印加したる場合第2線輪に衝撃電圧を誘起する事無く低周波電氣振動の發生する事を述べた。即ち變壓器線輪の相互誘導係数は衝撃波に對しては極めて小にして時に考慮する必要が無いものと思はれる。一般に變壓器線輪は誘導係数と静電容量の並列回路より成るものと考へ得るが爲その導電率は

$$K = \frac{1}{j\omega L} + j\omega C$$

但し L 線輪の誘導係数

C 線輪の静電容量

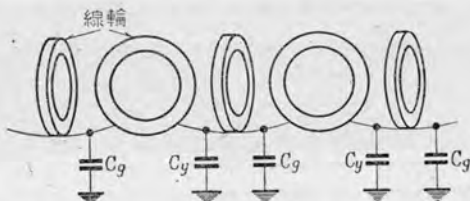
となる。上式より周波数の増大するにつれて誘導抵抗の値は急激に増加し容量抵抗値は著しく減する爲導線中を通ずる電流は減少し相互誘導作用の少くなるのは當然であり、殊に變壓器線輪に於ては分布容量がその誘導係数に比較して相當に大なる爲上記の如き現象は顯著である。尙第41節に於て報告せる如く高周波振動磁場の鐵心中に於ける傳播は1,0000C以上に到れば電磁波となり、その誘起電圧も相當大なるものがあるべきも線輪の導線を通ずる電流が減少する爲相互誘導作用も少くなるものと思はれる。非共振變壓器に於ては完全に補正せられたる場合には線輪を通ずる電流が均等なる爲、相互誘導作用の影響を考慮する必要が無い筈である。然るに鐵槽に對して静電容量を有する場合には補正後と雖も線輪中の電流は各部に於て同一では無く相互誘導作用の影響があるものと思はれる。本稿に於ては之等の各場合に於ける相互誘導作用の影響に就て検討を行ひ補正容量の決定に當つて相互誘導係数を考慮する必要の有無に就て研究を行つた。

## 実験方法

実験は次の三種類に就て行つた。

### 第1の場合

変圧器線輪相互間の相互誘導作用を除去する爲に第209圖の如く、線輪を互に直角に配置し、そ



第209圖 相互誘導を除去せる場合の線輪配置圖

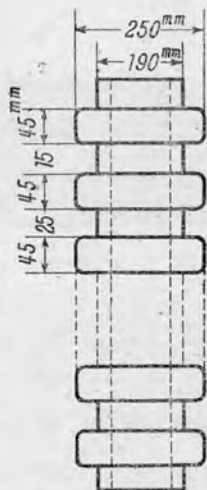
の各接続点を鐵心に對する靜電容量  $C_g$  及び鐵槽に對する靜電容量  $C_y$  を代表せしむる爲、 $100\mu\text{tf}$  及び  $50\mu\text{tf}$  の蓄電器によつて接地した。本實驗に於てはこの場合を相互誘導係數零として取扱つた。

### 第2の場合

相互誘導作用を有せしめる爲線輪を同軸に一定間隔を置いて積み重ね各接続点を  $C_g$ ,  $C_y$  を通じて接地する事は前者と同様にした、この場合は空心に於ける相互誘導作用を考慮せるものとして取扱ふ。(第210圖)

### 第3の場合

第2の場合の如く積み重ねられたる線輪に鐵心を挿入し鐵の影響を考慮せる場合の電壓分布を検討した。著者は以上の3状態に於て補正前、補正後の各電壓分布を測定し相互誘導作用の電壓分布に及ぼす影響を調査し直列補正法、並列補正法等に於ける補正容量値の決定に及ぼす相互誘導係數の影響を研究した。尙參考の爲この各場合に於ける衝擊波による電壓波形をブラウン管により測定した。

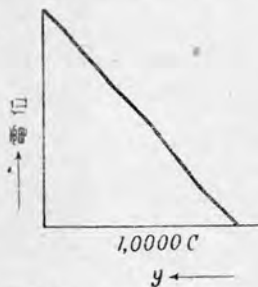


第210圖 供試變壓器線輪配置

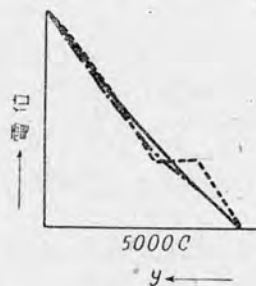
## 4. 実験結果

1. 直列補正法に於て $C_g$ 及び $C_y$ を有する場合

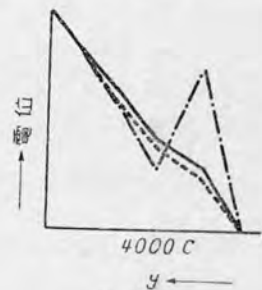
鐵心及び鐵槽に對する靜電容量 $C_g$ ,  $C_y$ を有する變壓器を $C_g$ 端子のみにて補正を行ふ場合について相互誘導作用の影響を研究した. 第211圖より第214圖までは實驗第1, 第2, 第3の場合の各周波數に於ける電位分布を求めたもので, それぞれ實線及び點線, 鎖線で表した. 即ち相互誘導を有せざるものとし



第211圖  $C_g$ ,  $C_y$ を有する場合の直列補正後の電位分布



第212圖  
(第211圖に同じ)



第213圖  
(第211圖に同じ)



第214圖 (第211圖に同じ)

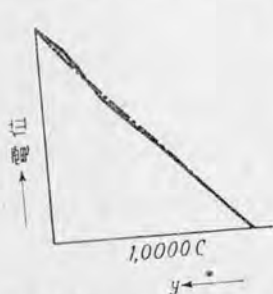
て求められたる理論式によれば電位分布は線輪の共振周波數附近を境界にしてそれより高周波に於ては幾分補正過剰となり低周波に於て不足する爲周波數無限大として計算せる補正容量を用ふる場合には, 6000Cを境界にして高周波にては上方に彎曲し, 低周波に於て下方に彎曲する事になるが, 圖の實線による曲線を比較すれば全周波數に對してほぼ直線的分布となり6000C附近に於ては著しい變化を認めな

い. 尙4000C以下2000C迄多少振動的電位分布を爲して居るが一般的に見て相互誘導を有せざる場合にはその電位分布は計算結果とよく一致する事が判る. 之を鎖線にて表はされたる電位分布, 即ち鐵心及び

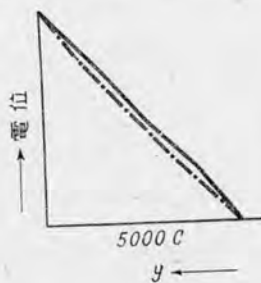
相互誘導を有する變壓器の場合と比較すれば4000C以下に於て相當の變化を認め、その範圍に於ては相互誘導の影響を無視する事が出来ない事が知られる。而して5000C以上に於ては誘導抵抗が増加しその電位分布は専ら線輪の容量抵抗のみによつて決定せられる爲實驗第1の場合と殆んど一致し、相互誘導の影響は全く表はれて居ない事が判る。更に鐵心の影響を調査する爲に實驗第2の場合に就て電位分布を求めた。即ち圖に於て點線にて表はした曲線を前者と比較すれば4000C及び1000Cに於て多少變化があるのみにて大體に於て鐵心の影響は極めて少い事が知られる。即ち之を一般的に見て、吾々の遭遇する如き高周波及び衝擊波に於ては鐵心及び鐵槽に對して靜電容量を有する變壓器の補正容量には鐵心及び相互誘導の影響を考慮する必要が無いものと考へる事が出来る。

## 2. 直列補正法に於て $C_g$ のみを有する場合

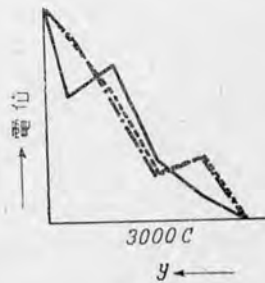
變壓器線輪が $C_g$ のみを有する場合の補正後の線輪電流は各點に於て一定であり、補正容量の決定に當つては相互誘導係数は考慮する必要が無い筈である。然るに線輪を無限數に分割し補正容量を以て短絡する事は不可能であり、實際は有限個の線輪に分割する爲各線輪中の電流は不均一となる事は止む得ない處である。従つて相互誘導作用の影響が電壓分布に表はれて來るものと考へる。第215圖より第219圖迄の實線は實驗第1の場合、即ち相互誘導作用の無い場合の



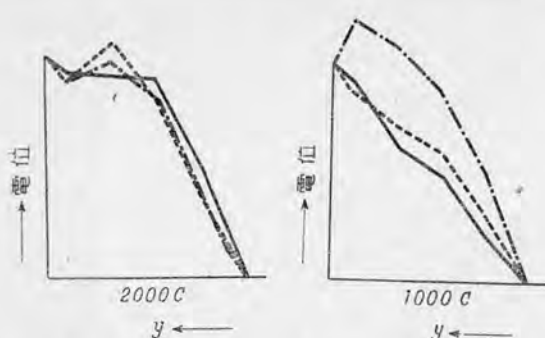
第215圖  $C_g$ のみを有する場合の直列補正後の電位分布



第216圖  
(第215圖に同じ)



第217圖  
(第215圖に同じ)



第218圖 (第215圖に同じ) 第219圖 (第215圖に同じ)

電圧分布を示す。即ち周波數に無關係に大體に於て直線的分布を得てゐる。殊に衝撃波及び4000C以上の高周波に於ては完全に直線的分布となり、3000C及び2000Cに於て多少振動的となり1000C以下

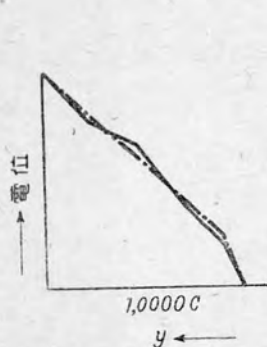
に於ては再び直線的分布となつて居る。圖に於て點線は實驗第2の場合即ち無鐵心にして而も相互誘導作用を有する場合の電圧分布曲線を示す。即ちその電圧分布は4000C以下に於て相互誘導作用のない場合と或程度の差を生じて居るが、衝撃波及び5000C以上の高周波に於ては全く變化無く相互誘導作用の影響が極めて少い事が知られる。更に之に鐵心を挿入すればその電位分布は鎖線で表はされたる曲線の如くなり鐵心の影響が1000C以下に於て表はれ、それ以上に於ては殆んど影響がなくなる。之を要するに  $C_g$  のみを有する場合にも相互誘導係數及び鐵心の電圧分布に及ぼす影響は4000C乃至3000C以下に於て表はれ高周波及び衝撃波に於ては考慮する必要の無い事を示して居る。

### 3. 並列補正法に於ける場合

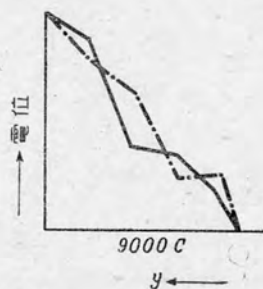
直列補正法に於ては相互誘導作用の電圧分布に及ぼす影響は4000C以下の低周波振動に於て表はれ衝撃波及び4000C以上の高周波に於ては影響の無い事を述べた。並列補正法に於ては補正電流は線輪を通するが故に線輪電流が一樣では無くそれが爲補正容量の決定には相互誘導作用を考慮する必要があるものと考へられる。著者は相互誘導作用を除去せる場合、有する場合、鐵心を挿入せる場合に就て補正後の電圧分布を求め諸種の周波數に於ける相互誘導作用の影響に就て研究を行つた。即ち第220圖より第225圖迄の曲線は

$$C_{sn} = \frac{y}{l_b - y} C_g$$

なる関係式によつて補正容量を決定し種々の周波数の振動電圧を印加せる場合



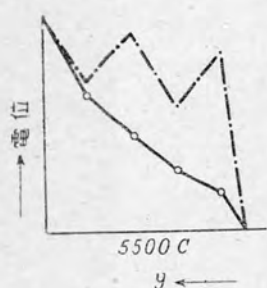
第220圖 並列補正補法  
による電位分布



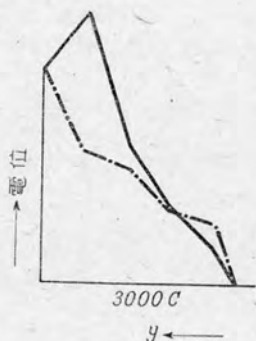
第221圖 (第220圖に同じ)



第222圖 (第220圖に同じ)



第223圖  
(第220圖に同じ)



第224圖  
(第220圖に同じ)



第225圖 (第220圖に同じ)

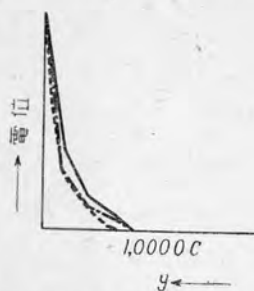
の電位分布を示すものである。之より見れば衝撃波及び1,0000C に於ては多少補正過大となり上方に彎曲して居る。即ち並列補正法に於ては補正電流が線輪を通過する爲線輪イムビダンスの爲一般に補正過大となり、而も周波數によつてその値を變化するものであつて、線輪のイムビダンスの大なる場合には底面の電位は極めて低く殊に第1線輪に於ける電壓降下は著しく大となる。而してこの現象は  $C_g$  の値が大なる程、到來波の周波數が線輪の固有振動數に近接する程大となる。直列補正法に於ても此種現象を發生する事があるも之は主として鐵槽に對する靜電容量  $C_y$  によるもので  $C_y$  は  $C_g$  に比較してその値が小さい爲この現象は少い。次にその電位分布は實驗第1の場合に於ては衝撃波及び1,0000C に於て直線的分布となつて居るが、其他の周波數に於ては振動的となり、1000C に於て高電位が發生して居る事がわかる。尙鎖線にて表はされた曲線は鐵心を有し線輪間に相互誘導を有する場合の電位分布曲線を示す。前述の如く並列補正法に於ては補正電流が線輪を通過する爲に線輪中の電流は當然不均一となりその相互誘導の影響も著しく、1,0000C 以上の周波數を除けば殆んど全周波數に亘つて相互誘導の影響を受けて電位分布が變化して居る。然し、線輪の共振周波數である6000C 以上殊に7000C より高周波に於ては計算に於て相互誘導を無視するも著しき變化はなきものと思はれる。即ち並列補正法に於ても衝撃波及び高周波の到來に對しては相互誘導作用は考慮する必要の無い事が知られる。

#### 4. 補正を行はざる場合

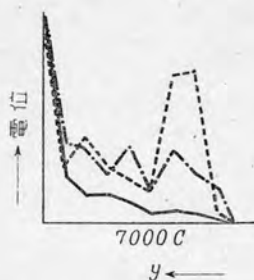
非共振變壓器に於ては線輪電流が各部に於て一定である爲その電位分布に及ぼす相互誘導の影響は極めて少く、前節に報告せる如く非共振變壓器の補正容量の決定には相互誘導は考慮外に置く事が出来る。然るに並型變壓器に於ては線輪内各點に於ける電流は一定では無く當然相互誘導の影響が著しく表はれるものと推察せられる。然し高周波の場合殊に線輪の共振周波數以上になれば線輪を通過する電流は大部分線輪の分布容量を通過し磁力線に及ぼす影響が少く



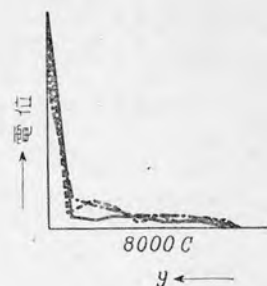
なる爲共振周波数より高周波になるに従つて電位分布に及ぼす相互誘導の影響も少くなるものと思考せられる。第226圖より第232圖迄は補正を行はざる場合の各周波数に於ける電位分布を示し、實線は實驗第1の場合を示し點線は第2、



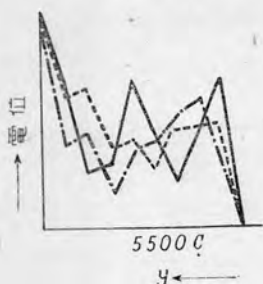
第226圖 無補正の場合に於ける電位分布



第227圖 (第226圖に同じ)



第228圖 (第226圖に同じ)



第229圖 (第226圖に同じ)



第230圖 (第226圖に同じ)

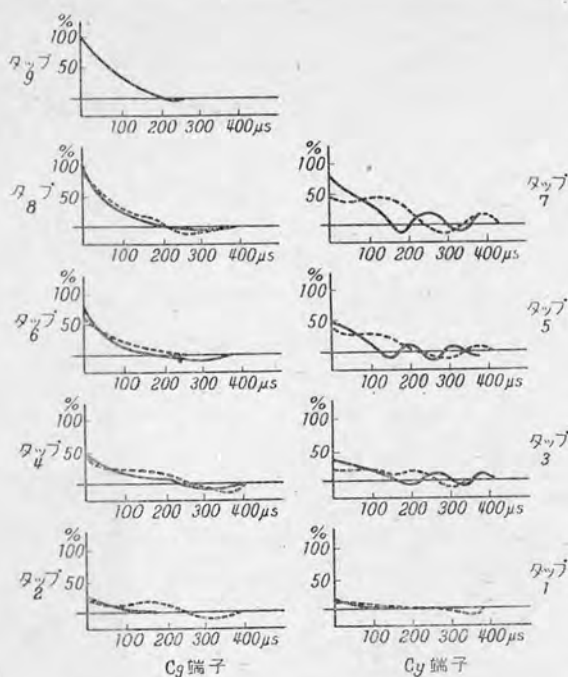


第232圖 (第226圖に同じ)



第231圖 (第226圖に同じ)





第233圖  $C_g$  及び  $C_y$  を有する変圧器の電圧波形

實線：實驗第1の場合

點線：同 第2の場合

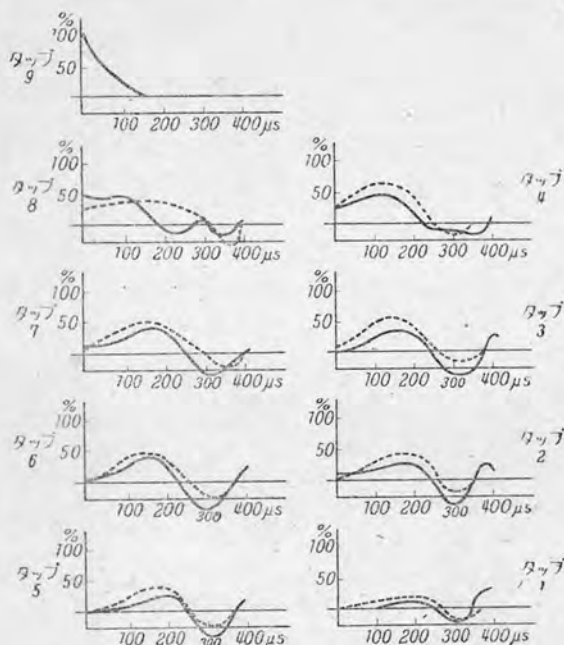
して線輪の鐵心に對して有する靜電容量によるものである。即ち鐵心の影響は低周波に於て表はれ高周波に於て極めて少い事が知られる。之を要するに補正を行はざる變壓器に於ては衝擊波及び極めて高周波に於ける電位分布は線輪の分布容量によつて決定され相互誘導の影響は少いが全般的に見て相互誘導の電位分布に影響する處大なるものがあると考えゐる事が妥當である。

## 5. ブラウン管による線輪内各點に於ける電圧波形

著者はブラウン管を用ひて  $C_g$  端子及び  $C_y$  端子の電圧波形を撮影し、その

鎖線は第3の場合を示す事は前節に於ける實驗と同様である。之等の曲線より見て、相互誘導の影響は高周波の場合(7000C以上)を除き全般的に顯れ殊に7000Cに於ては相互誘導の無い場合には双曲線となるに反し、相互誘導を有する場合には振動波形の重疊せるものとなる。之は Wagner<sup>(16)</sup>等によつても證明せられて居る處である。尙5500C以上に於て鐵心を入れた場合と然らざる場合と多少差を生ずるのは主と

内部電位振動に及ぼす相互誘導作用の影響に就て検討した。即ち第233圖は  $C_g$



第234圖 補正を施さざる場合の衝撃波による変圧器内部電位振動

實線：実験第1の場合

點線：実験第3の場合

及び  $C_y$  を有する非共振変圧器の実験第1の場合（實線）と第3の場合（點線）に於ける各タップの電圧波形を示すもので、この兩者を見れば明かなる如く補正を施せる変圧器に於てはその相互誘導作用の極めて少い事が判る。たゞ附隨振動数が減少して居るのみである。第234圖は前節の場合の補正を施さざるものであるが実験第1の場合（實線）にはその電位振動は5000C 前後の正弦波振動をなす

に對し実験第3の場合は相互誘導の影響を受けその振動数も相當減少しその電壓波形も異なつたものとなる。尙  $C_g$  及び  $C_y$  を有する變壓器に於てはその補正後の電壓波形は  $C_g$  端子に於ては非振動波形となるも  $C_y$  端子では振動的となつて居る。即ち既に報告せる如く  $C_g$  及び  $C_y$  を單獨に補正して重疊せる場合の電壓波形に比較すればこの場合は局部的振動を抑制する事の不可能なる事をして居る。次に並列補正法に於ては補正電流が線輪を通過するから線輪に局部振動を發生する。従つて線輪底面の電壓波形は振動的となる事が想像せられる。第235圖は並列補正法に於ける実験第1（實線）及び第3の場

合（点線）の衝撃波に対する線輪各タップの電圧波形をブラウン管を用ひて撮

影せるものである。圖に

於て偶數タップは線輪底

面を奇數タップは上面の

それを表はし補正後に於

ては線輪上面はほぼ非振

動的となるが完全に振動

を抑へる迄に至らず多少

低周波振動が残つて居

る。底面電位は圖により

明かな如く振動的となり

異常電位を發生する可能

性がある。而もそれは相

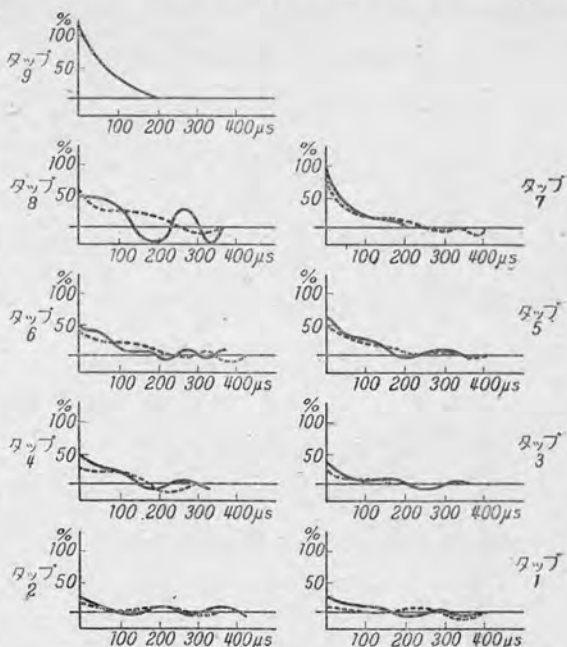
互誘導作用及び鐵心の影

響を除去せる場合には前

者と相當の變化がある事

が判る。即ち並列補正法

に於ては補正電流が全部



第235圖 並列補正法に於ける電壓波形

實線：實驗第1の場合

點線：同 第2の場合

線輪を通過する爲に線輪電流は各部で一定となる事は望み難く、補正後と雖も相互誘導作用の影響がある。第235圖の實線及び點線にて表はされたる曲線を比較するに立上りに於ては全く一致するが附隨振動に於ては相互誘導の影響を受けてその振動数が減少して居る事が知られる。直列補正法に於ては補正後は電壓波形に及ぼす相互誘導の影響が極めて少なかつた事に比較して興味ある事である。この差異は主として補正電流が線輪中を通過するかせぬかに基因すると思考せられる。

## 6. 理論的考察

變壓器線輪に衝撃波或は高周波振動電壓が印加せられたる場合に於ける線輪内電位分布の計算は線輪相互間の相互誘導を考慮せばその計算は著しく複雑となり、而も充分なる結果を得る事が困難であるから多數の研究者によつて度々計算を試みられ又討論を重ねられて來た。即ち Wagner<sup>(16)</sup> は相互誘導を考慮したる場合には次の基礎式より計算すべき事を述べてゐる。

$$-\frac{dV^2}{dx^2} = L \frac{dJ_1}{dt} + \int_0^1 M(x, a) \frac{d}{dt} \{J_1(a) - J_1(x)\} da$$

但し V 捲線上任意の一點の電位

L 單位線輪の自己誘導係數

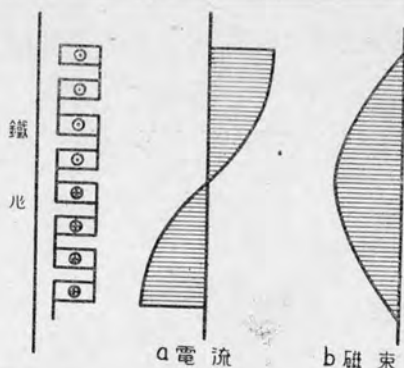
M(x, a) 中性點より x なる點の單位線輪と a なる點に於ける單位線輪間の相互誘導係數

J<sub>1</sub>(a) a 點の線輪を通ずる電流

J<sub>1</sub>(x) x 點の線輪を通ずる電流

然し、上式を基本にして計算を行ふ事は非常に複雑であり而も實際問題としては隣接せる線輪の影響が最も大であると云ふ理由より隣接線輪以外よりの誘導を考慮する必要は無いと述べてゐる。Böhm<sup>(18)</sup> は1917年隣接せる線輪のみの相互誘導は計算に入れる必要ある事を述べ、斯くして周期的振動電壓を印加せる場合の電壓分布を求めてゐる。1918年に Wagner<sup>(17)</sup> は更に之を補正して隣接線輪間の相互誘導の影響に就て計算を行ひ、その結果は Böhm の場合とは異なり相互誘導の影響は少く臨界周波数が多少變化する事を指摘してゐる。1919年 Blume 及び Boyajian<sup>(19)</sup> は漏洩誘導係數の考を導入して相互誘導の影響を論じて居る。即ち變壓器捲線内の自由振動は基本波及び高周波の重疊したものであるから、その各周波について相互誘導の影響を考慮して電位分布を計算する事を提案して居る。即ち中性點接地の場合の自由振動の基本波は第236圖の如く、電流分布は線輪中央を境界にしてその方向を反轉して居る。それ故各 1/4 波長の線輪によつて造られる磁力線は互に打消される爲線輪の誘導係數は各區分中に於ける漏洩磁束による誘導電壓を考へればよい事になる。即ち 第236圖の如

き線輪を考へれば、その基本波に於ては電流は第236圖aの如くなり、その磁束分布はbの如くなる。1/4 波長の線輪長を  $l_b$  としその中に含まれる捲数を  $N$  とし電流を  $i$  とすれば線



第236圖  
變壓器線輪中に  
於ける電流及磁  
束分布

輪端より  $x$  なる距離に於ける磁束密度は

$$\int_0^x \frac{N}{l_b} i \, dx$$

なる  $AT$  によつて作られるものと考へられる故磁路の長さを  $h$  とすれば磁束密度は

$$B_x = \frac{0.4\pi}{h} \int_0^x \frac{Ni}{l_b} dx$$

$x$  點に於て  $dx$  中に含まれる磁束は一捲回路の平均長を  $l_m$  とすれば  $l_m dx B_x$  となる。次に  $dx$  なる部分に  $x$  より  $l_b$  迄の線輪により造られる磁束により誘起する電壓を  $de$  とせば

$$de = \frac{N}{e} dx 10^{-8} p \int_x^e l_m B_x \, dx \quad (\text{但し } p = \frac{d}{dt})$$

積分記號を取る爲  $x$  に就て微分すれば

$$\frac{d^2e}{dx^2} = \frac{N}{l_b} 10^{-8} l_m B_x$$

之に  $B_x$  を代入して微分すれば

$$\frac{d^3e}{dx^3} = -\frac{0.4\pi N^2 10^{-8}}{l_b^2 h} l_m p i$$

$$L = \frac{0.4\pi I_m I_b N^2}{h} 10^{-8} \quad \text{と置けば}$$

$$\frac{d^2e}{dx^2} = -\frac{pL}{l_b^3} i \dots\dots\dots (201)$$

式(201)は相互誘導を考慮せる場合の電圧と電流との関係を表はすものである。之を自己誘導のみの場合の関係式

$$\frac{de}{dx} = -Lp i$$

に比較すれば著しい差を認める事が出来る。尙非共振變壓器に於ては完全に補正されたる場合に非振動的となる爲電流の變動は無く、誘導係数は主として鐵心中を通ずる磁束によつて決定せられ相互誘導を考慮する必要は無い筈である。

## 1. 直列補正法

Blume 及び Boyajian の考に従つて非共振變壓器の電位分布曲線を計算すれば次の如くなる。C<sub>sn</sub>を補正短絡容量とすれば一般に次の関係式を得る。

$$\frac{di}{dy} = C_g p e \dots\dots\dots (202)$$

今補正容量を通ずる電流を i<sub>sn</sub> とし、線輪の分布容量を通ずる電流を i<sub>c</sub> とすれば

$$i_{sn} = p \frac{de}{dy} C_{sn} \dots\dots\dots (203)$$

$$i_c = p \frac{de}{dy} C \dots\dots\dots (204)$$

$$i = i_L + i_c + i_{sn} \dots\dots\dots (205)$$

但し  $\frac{d}{dt} = p$ , C<sub>sn</sub>をyの函數とする。

式(205)をyに就き微分すれば

$$\frac{di}{dy} = \frac{di_L}{dy} + \frac{di_{sn}}{dy} + \frac{di_c}{dy} \dots\dots\dots (206)$$

式 (202) (203) (204) を (206) に代入して整理すれば

$$C_g pe = \frac{di_L}{dy} + p \frac{d^2e}{dy^2} (C_{sn} + C) + p \frac{de}{dy} \frac{dC_{sn}}{dy} \dots\dots\dots (207)$$

式 (201) より次の関係式を得る.

$$\frac{d^3e}{dy^3} = -\frac{pL}{l_b^3} i_L$$

両邊を  $y$  で微分すれば

$$\frac{d^4e}{dy^4} = -\frac{pL}{l_b^3} \frac{di_L}{dy} \dots\dots\dots (208)$$

式 (208) を式 (207) に代入して整理すれば

$$\frac{l_b^3}{pL} \frac{d^4e}{dy^4} + p \frac{d^2e}{dy^2} (C_{sn} + C) + p \frac{de}{dy} \frac{dC_{sn}}{dy} - C_g pe = 0 \dots\dots (209)$$

式 (209) に於て  $e = \frac{y}{l_b} e_0$  と置けば

$$C_g p \frac{y}{l_b} e_0 = p \frac{e_0}{l_b} \frac{dC_{sn}}{dy} \quad \left( \begin{array}{l} \text{但し } e_0 \text{ は印加電壓} \\ l_b \text{ は線輪の長さ} \end{array} \right)$$

$$\therefore C_{sn} = \frac{1}{2} C_g y^2 + K \dots\dots\dots (210)$$

但し  $K$  は積分常數

となる.

即ち、相互誘導を計算に入れても、非共振變壓器の補正容量は同一となり、式 (210) の序列を以て補正容量を決定し得る事が判つた.

## 2. 並列補正

並列補正法に於ても直線的分布を得た場合には相互誘導の影響は無くなる筈である. 一般に並列補正法に於ては次の関係式を得る. 即ち  $i_L$  及び  $i_e$  を直列法の場合と同様に考察すれば

$$\frac{di}{dy} = pC_g e - pC_{sn} (e_0 - e) \dots\dots\dots (211)$$

$$i_c = p \frac{de}{dy} C$$

$$\frac{di_c}{dy} = p \frac{d^2e}{dy^2} C \dots \dots \dots (212)$$

$$i = i_L + i_c \dots \dots \dots (213)$$

式(213)を  $y$  につき微分すれば

$$\frac{di}{dy} = \frac{di_L}{dy} + \frac{bi_c}{dy} \dots \dots \dots (214)$$

式(214)に式(211)式(212)を代入すれば

$$pC_g e - pC_m (e_0 - e) = \frac{di_L}{dy} + p \frac{d^2e}{dy^2} C \dots \dots \dots (215)$$

式(208)より

$$\frac{di_L}{dy} = -\frac{l_b^3}{pL} \frac{d^4e}{dy^4}$$

之を式(215)に代入すれば

$$-\frac{l_b^3}{pL} \frac{d^4e}{dy^4} + p \frac{d^2e}{dy^2} C - pC_g e + pC_m (e_0 - e) = 0 \dots \dots \dots (216)$$

式(216)に於て

$$e = \frac{1}{l_b} y e_0 \quad \text{と置けば}$$

$$\frac{d^2e}{dy^2} = 0 \quad \frac{d^4e}{dy^4} = 0 \quad \text{となり}$$

式(216)は

$$pC_m e_0 \left(1 - \frac{y}{l_b}\right) = pC_g \frac{y}{l_b} e_0$$

$$\therefore C_m = \frac{y}{l_b - y} \dots \dots \dots (217)$$

となる。式(217)は相互誘導を考慮せざる場合に導かれたる結果と同一となり並列補正法に於ても、補正容量の決定には相互誘導を無視し得ることが知られる。



### 3. 結 論

直列補正法及び並列補正法に於ける相互誘導を考慮して導かれたる補正容量値が然らざる場合と同一の結果を得る事は常識的に考へて當然の事である。即ち非共振變壓器に於ては靜電容量群の充電後の電位分布が線輪の誘導抵抗のみによつて決定せられる最終電位分布と一致する爲充電電氣量による靜電的エネルギーと線輪の通電による磁氣的エネルギーとの間にエネルギーの交流が行はれず、従つて線輪を通ずる電流は極めて少く誘導係数の影響を受けないものである。然し一般に行はれて居る如く、補正電流を線輪を通じて充電する場合には初期電位分布に於て既に部分的に最終電位分布と一致せざる處が生じ部分的振動を發生する事は豫想せられる處である。然し直列補正法に於て鐵槽に對する靜電容量はその値が鐵心に對するものに比較して少い爲、部分振動の發生も少く著者の實驗結果より明かなる如く殆んど相互誘導の影響を認めざる程度である。鐵心の影響は導磁率を増加する爲相互誘導作用を強化するものと見られるが、既に報告せる如く極めて低周波振動の場合のみその影響が顯著となり數萬サイクル或はそれ以上に於ては鐵心の影響は全く無くなる事が知られる。

### 7. 非共振變壓器に於ける二次誘起電壓及び二次捲線の電位振動に及ぼす影響

一般に變壓器一次側に到來せる擾亂波により二次側に電壓を誘起する原因として考察せられて居る事は

1. 靜電的移行
2. 電磁的移行
3. 一次振動の電磁的移行
4. 二次線輪の固有振動

等であるが、非共振變壓器の如き場合にはその趣を異にするものである。然し

この二次側電壓移行に對して最も重要な要素は靜電的に原因するものを除けば高周波振動電壓に於ける相互誘導、換言すれば鐵心中に於ける磁力線の傳播の程度が最も大なる要素を爲すものである。この相互誘導が活潑なる場合には一次電壓は二次側に誘起するのみならず二次側負荷の大小も直ちに一次線輪内電位振動、或は電位分布に影響を及ぼすものである。この問題に對しては三浦氏は一端開放時に高周波振動を印加せる場合その共鳴振動は二次側短絡時に於て著しき事を指摘して居る。尙その衝擊波を印加せる場合の電位振動も二次開放時に著しく抑制せられる事を述べて居る。即ち高周波振動の到來せる場合には次の三種の場合に分類して考察する事が出来る。

### 1. 到來波が極めて高周波の場合

この場合には線輪の誘導分を通過する電流は極めて少く専ら分布容量を通過する爲一次電壓は二次に移行する事が極めて少い。尙一次側電位分布も二次側の開閉によつて影響を受けない。

### 2. 線輪の共振周波數に近き周波數の場合

この場合には線輪の共振周波數に近き爲線輪を流れる電流も特に大になる場合で二次側の影響が最も著しく表はれ二次誘起電壓も大なるものがあるものと思はれるも共振周波數が高き場合には鐵心中に於ける磁力線の減衰著しく却つてそれより低周波に於てこの現象が著しくなる場合がある。

### 3. 線輪の分布容量を無視し得る如き周波の場合

この場合は明かに商用周波數の場合と同様に取扱ひ得る。次に以上の三状態に於ける一次側電位分布並びに二次誘起電壓に就て考察しよう。即ち第一の場合に就ては靜電的移行の場合以外に就ては考察する必要が無い。第2、第3の場合は二次線輪を短絡すれば鐵心中に於ける磁力線は二次電流によつて打消される爲専ら滲洩磁束のみとなり、その線輪の誘導抵抗は著しく減少する爲、共振

周波数が高くなる事は當然である。三浦氏の報告に於ける高周波電流による變壓器内部電位の二次線開放による抑制はこの共振周波数の移動によるものと思考せられる。著者は前節に於ては主として二次側を短絡せる場合のみに就てその電位分布を検討したが、之は變壓器の負荷抵抗が變壓器内部抵抗に比較して小なる場合に就て考察せるものである。然し一般的に見れば變壓器の高壓側が負荷になる場合もある爲二次側の開放時に就ても検討する必要がある。尙衝撃波による變壓器内部自由振動に関しては中性點接地の場合にその磁力線は全體としては打消される爲、中性點開放の場合に就てのみ考察すれば良い譯である。之は三浦氏の實驗結果より見ても明かである。強制振動を加へた場合には二次線及び一次線の状態に無關係に二次側移行の四原因につき検討する必要がある。尙並列型變壓器に於ける中性點開放時の自由振動を考へる場合、二次線輪を短絡すれば一次線輪の誘導抵抗は専ら漏洩磁束のみよりなる爲、二次線輪の開放時よりその電位振動の基礎周波数は大となり、その振動の傳達も早く開放端電位は速かに上昇するため高電位となる事がある。然るに二次開放の場合にはその基礎振動の周波数低く振動の傳達も極めて遅いから開放端附近の電位上昇も遅く最高到達電位も低くなる筈である。次に衝撃波及び變壓器内部振動の二次側への移行は前記の諸種の原因によるものであるが之を更に詳細に検討すれば次の如くなる。

### 1. 靜電的移行

變壓器一次線輪は二次線輪及び鐵心との間に有する靜電容量をそれぞれ  $C_{12}$  及び  $C_g$  とすれば二次線輪各點に誘起せられる電位は

$$e = e_1 \left( 1 - \frac{C_{12}}{C_g} \right)$$

但し  $e_1$  は一次捲線内任意の一點の電位

となる。故に靜電的に二次線輪と大地間に發生する電位は

$$e_2 = \frac{1}{l_b} \int_0^{l_b} e_1 \left( 1 - \frac{C_{12}}{C_g} \right) dy$$

但し  $l_b$  は線輪の全長とする。

となる。但しこの電位は二次線輪の一端を接地せる場合直ちに零となり問題にならないものである。尙中性點接地の場合に於ける内部電位振動は

$$e = ye_0 + e_0 \sum_1^{\infty} A_s \sin s\pi y \cos \omega st$$

但し、 $e_0$  は印加電壓

にて表す事が出来る爲、第2項による二次誘導電壓は前記の理由により零となり第1項のみ残る。それ故この場合に於ける一次誘導電壓は

$$\begin{aligned} e_2 &= \frac{1}{l_b} \int_0^{l_b} y e_0 \left(1 - \frac{C_2}{C_g}\right) dy \\ &= \frac{e_0}{l_b} \cdot \frac{1}{2} l_b^2 \left(1 - \frac{C_{12}}{C_g}\right) = \frac{e_0 l_b}{2} \left(1 - \frac{C_{12}}{C_g}\right) \end{aligned}$$

にて表す事が出来る。故にこの電位は印加電壓に比例して變化するものである。この電位は  $C_{12} < C_g$  に比較して小なる場合には相當高電位に見舞はれる可能性があるが一般に低壓側は接地されたる場合が多いばかりでなく、 $C_{12} \div C_g$  と見做し得るものである爲靜電的誘導は左程問題にならないであらう。次に中性點開放時の場合にはその電位分布は

$$e = e_0 + e_0 \sum_1^{\infty} B_s \cos \frac{s\pi y}{2} \cdot \cos \Omega_s t$$

となり  $e_0 \left(1 - \frac{C_{12}}{C_g}\right)$  を中心とせる振動波形となる。然し、此等は二次線輪の一

端を接地して用ふる場合には發生せざるものであり、尙著者の實驗によつて見てもこの場合の誘導電壓は極めて低く問題にするに足らなかつた。然し三浦氏の論文に於ては之が最も高値を示して居る事より見ても變壓器の設計によつて一概に論ずる事は不可能であるものと思考せられる。

次に非共振變壓器に於ては電位分布は直線的となり内部振動を發生する事は無

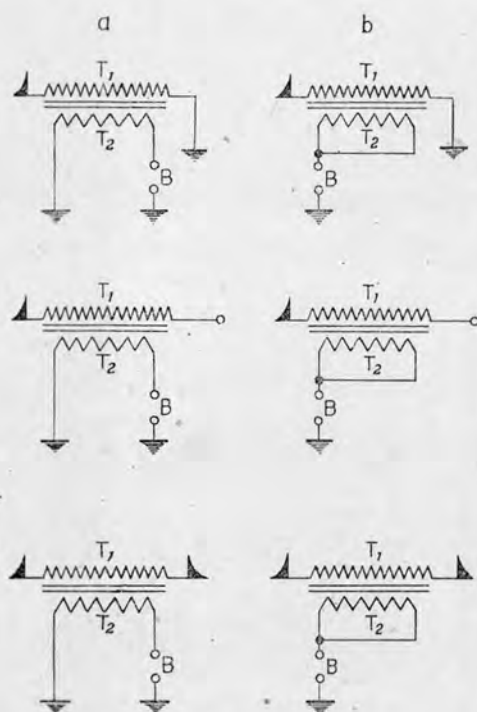
い爲，静電的移行電位は

$$e_2 = \frac{1}{2} e_0 \left( 1 - \frac{C_{12}}{C_g} \right)$$

となり，二次線輪内に於ける分布も直線的となり，二次線輪の固有振動の発生を伴ふものである。

## 2. 電磁的移行

次に電磁的移行は中性点接地の場合に主として表はれるもので衝撃波が誘導



第237圖 二次誘起電圧測定回路

a 電磁誘導

b 静電的移行

線輪に印加せられたる場合に於ける線輪中の電流の變化を示すものである。一般に分布容量と作用して線輪電流が最終段階に達する迄にはこの電流は振動的経過をたどるものであるが，中性点接地の場合にはこの振動分は互に打消されるため，電磁誘導分は線輪に電流の浸透する過程を示すものである。中性点開放時には最終段階に於て線輪中の電流は零となるのであるから，二次誘導分は専ら振動電流によるものである。なほこの振動は基礎波が最も大であるため二次側誘起電圧も基礎波に支配せられる場合が多い。さらに兩端より電圧の印加せられた場合には静電的及び電磁的移行も少

く，種々なる原因により二次側に誘起せられたる電圧により二次線輪固有の振動を爲すのみである。尙非共振變壓器に於ては變壓器線輪を誘導線輪と静電容

量の並列回路として取扱ふ事が出来る爲、誘導係数の大なる場合にはその磁力線の確立は極めて遅く、従つて二次発生電壓も緩慢なる電位上昇を爲すのみである。

### 3. 二次線輪の固有振動

前述の静電的或は電磁的の原因によつても必ず二次線輪中に電位差を生ずる爲二次線輪の固有振動を發生する。著者の實驗結果より見ても三浦氏の論文の如く短波尾の場合には二次誘起電壓の内最も重要なものであると思はれる。

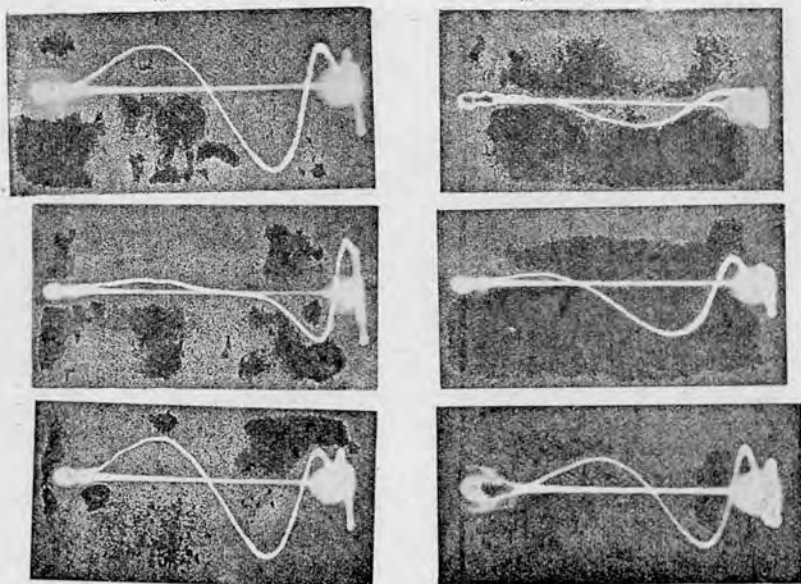
## 8. 實驗結果

### 1. 衝撃波による二次誘起電壓

著者は中性點接地の場合、開放端の場合、兩端より電壓を印加せる場合の三状態についてその二次誘起電壓を第237圖の如き二種類の場合に就いて測定し

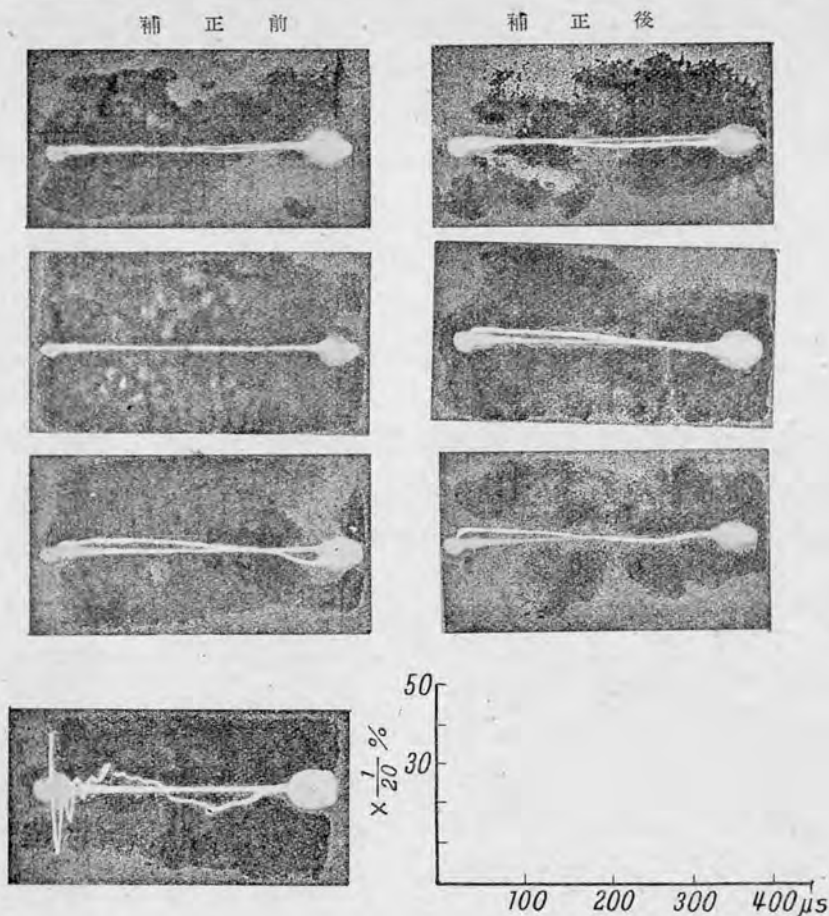
補正前

補正後



第238圖 電磁的二次誘起電壓

- ① 中性點接地    ② 中性點開放    ③ 兩端より電壓を印加せる場合



第239圖 静電的二次誘起電圧

- |                 |             |
|-----------------|-------------|
| ① 中性点接地         | ② 中性点開放     |
| ③ 両端より電圧を印加せる場合 | ④ 二次線輪の自由振動 |

た。即ち前述の如く、第237圖は二次線輪の両端に發生せる電圧、bは二次線輪の大地に對する誘起電圧として取扱つた。第238圖、第239圖は上記の如き結線法による二次誘起電圧を示し、縦軸は印加電圧を100とせる二次電圧の高さを表はした。この結果より見てbの場合に相當する二次線輪に静電的に誘起せる電位は極めて低く問題にするに足らない事が判つた。然し二次線輪の両端には



可成り大なる電壓を誘起する事が知られる。まづ中性點接地の場合に就て考察すれば之は大部分電磁的移行が主體を爲し、二次線輪の固有振動が重疊するものであるが、非共振變壓器に於ては極めて緩慢なる振動を爲し、その最高値も低い。然るに並型變壓器に於ては比較的高電位に達し活潑なる電位振動を發生して居る事が知られる。實驗bの場合は非共振變壓器の方が高く出て居るがその絶対値は極めて僅かである。次に一端開放の場合には一次側振動分の電磁的移行がその主體を爲すが並型變壓器では第1の場合と大差無く、相當高電位に達する電位振動を行つて居る。非共振變壓器に於ては一次側の單弦振動が現れその初期に於て二次線輪の固有振動が重疊して居る。この場合の靜電的移行非共振型の方が大であるが、その絶対値は極めて低い事が判る。兩端より電壓を印加せる場合は圖により明かなる如く、電磁的移行分が他の二例に比較して最高値を示して居る。之は理論と反對の現象であり解釋に苦しむものであるが磁力線の傳達も一樣では無く二次發生電壓も場所によつて異なる爲一概に論ずる事は困難であると思ふ。然しこの場合に於ても並型變壓器に比較して非共振變壓器の誘起電壓は低い事が判る。

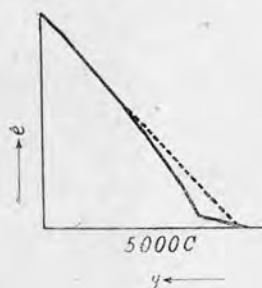
以上の實驗結果より明かなる如く、理論的には二次側に電壓を誘起する原因につき種々考察し得るが實際問題としては極めて漠然たるものでいつれの原因で誘起したものであるか判然たらざる場合が多い。然し非共振變壓器に於ては全實驗を通じて誘起電壓は低い事が判る。

## 9. 一次線輪内部電位振動に及ぼす二次捲線負荷状態の影響

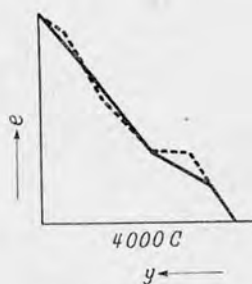
前節に於て検討せる如く二次線輪の状態即ち之を開放せる場合及び短絡せる場合で一次側イムピーダンスが變化する爲、その内部振動及び高周波による電位分布に影響を及ぼす事は推察し得る。著者はまづ衝撃波による一次捲線内振動状態を二次線輪を開放せる場合と短絡せる場合に就て觀察を行つたが影響は極めて少く補正の有無に拘はらず大勢に影響する如き變化は認められなかつた。



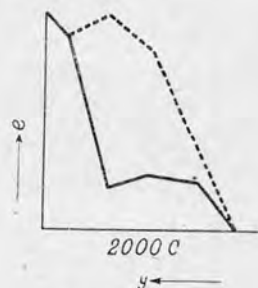
次に高周波振動による一次捲線内電位分布に就き測定を行つた。即ち完全に補正せられたる變壓器に於ては線輪の誘導抵抗が一樣に増減してもその電位分布に變化は無い筈であるが鐵槽に對して靜電容量を有する場合には二次線輪を短絡すれば一次線輪の誘導抵抗が著しく減少し、補正容量は不足する。次に二次線輪を開放すれば誘導抵抗が増加する爲補正過剰となる。尙中性點開放時には線輪の誘導抵抗の電位分布に影響する處が大である爲二次線輪の状態により著しき變化がある。第240圖より第243圖迄は非共振變壓器の中性點接地狀態に對



第240圖



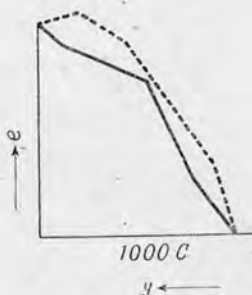
第241圖 (同左)



第242圖 (同左)

非共振變壓器の電位分布に及ぼす二次線輪の影響

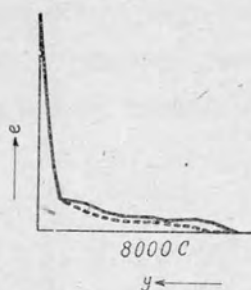
實線：二次線輪短絡  
點線：〃 開放



第243圖 (同左)

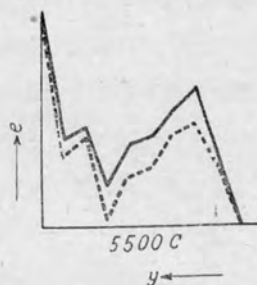
する各種周波數に於ける電位分布を示すもので實線は二次線輪を短絡せる場合、點線は開放せる場合を示す。圖により明かなる如く共振周波數より高周波に於ては著しい變

化は無く4000C以下に於て、二次線輪を開放せる場合が高く出て居る事が判る。尙第244圖より第246圖迄は補正前のそれを示すものでこの場合にも圖により明かなる如く線輪の共振周波數以上に於ては二次線輪の状態は影響を及ぼさないが、共振周波數附近より變化が生じ殊に3000C、2000Cに於ては著しい差異を認める事が出来る。第247圖より第250圖迄は中性點開放時の補正後の各周波數



第244圖 變壓器二次線輪の状態と電位分布との関係

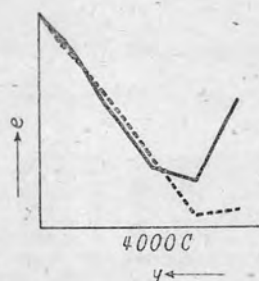
實線：二次線輪短絡  
點線：〃 開放



第245圖 (同右)

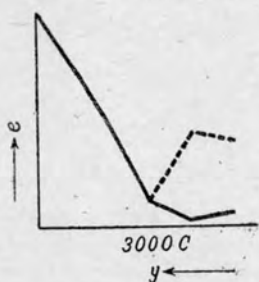


第246圖 (同右)

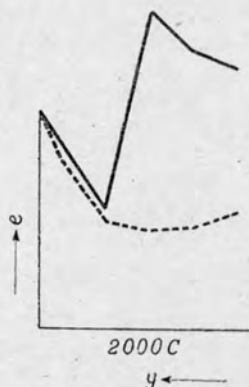


第247圖 非共振變壓器の中性點開放に於ける電位分布

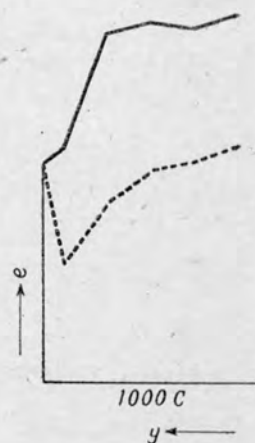
實線：二次線輪短絡  
點線：二次線輪開放



第248圖 (同左)



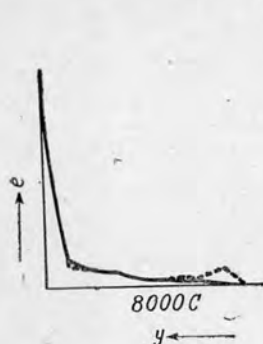
第249圖 (同左)



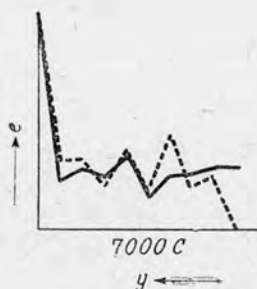
第250圖 (同左)

に對する電位分布曲線を示し、實線は二次線輪を短絡せる場合を、點線は開放せる場合を示すものであるがこの場合には4000C以下に於て開放端附近の電位に相當の變化があるが更に高周波に於ては殆んどその差異を認めざるに至る。

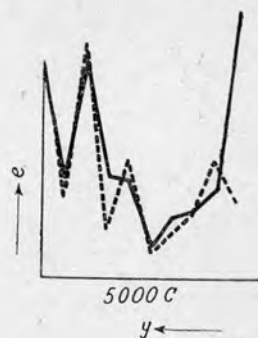
第251圖より第256圖迄は補正前のそれを示すものであるが、1000C及び5000C



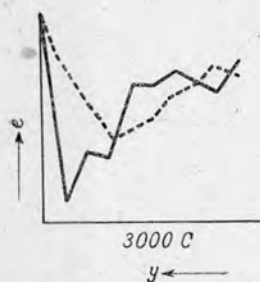
第251圖 中性點開放  
時の電位分布と二次  
線輪の状態との關係  
實線：二次線輪短絡  
點線：〃 開放



第252圖 (同左)



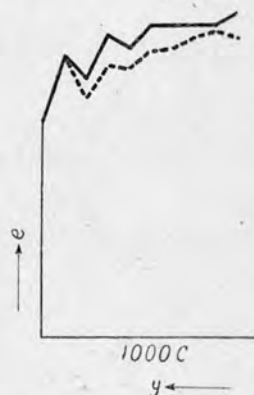
第253圖 (同左)



第254圖 (同左)



第255圖 (同左)



第256圖 (同左)

に於ては二次開放時の電位が短絡時より高く出て居る。又2000Cに於ては二次短絡時の第1線輪に非常な高電位を發生して居る。即ちこの場合は電壓は共振

状態にある事が判る。然し二次開放時には共振周波数は低下する爲その電位分布は著しく異なつて来る。之を要するに變壓器二次線輪の状態の影響する範圍は比較的低周波の場合に限定されたる爲一般的に見て共振周波数以上に於てはその影響は極めて少い事が知られる。

## 總 括

以上數節に涉つて記述せる事を總括すれば次の如くなる。

1. 鐵槽に對して靜電容量を有せざる場合、衝擊波及び高周波の到來に對して非振動的ならしめるには線輪單位長當りの對地靜電容量を  $C_g$  とすれば  $C_{sn} = \frac{1}{2} C_g y^2$  なる序列を有する靜電容量を以て線輪を短絡すれば良い。

2. 鐵槽に對して靜電容量を有する場合には鐵心に對する靜電容量と鐵槽に對するそれを別個に補正して重疊する事によつて完全なる補正を行ふ事が出来る。

3. 鐵心及び鐵槽に對して靜電容量を有する場合に鐵心に對する補正のみで直線的分布を得る爲には補正容量は一般に

$$C_{sn} = \frac{1}{2} C_g y^2 \left( 1 + \frac{2}{2 + \frac{Z_l}{Z_g}} \frac{C_y}{C_g} \right)$$

$$\text{但し } Z_l = \frac{pL}{1 + p^2 CL} dy$$

$$Z_y = \frac{1}{p C_g dy}$$

となり衝擊波に對しては

$$C_{sn} = \frac{1}{2} C_g y^2 \left( 1 + \frac{2}{2 + \frac{C}{C}} \frac{C_y}{C} \right)$$

にて補正する事が出来る。

4. 3. の場合に於て到來波の周波數が線輪の周波數に共振せる場合及び線輪のイムピーダンスと鐵槽に對する靜電容量  $C_y$  によるイムピーダンスの直列共振周波數に相當する場合には補正不能となり線輪中に異常電位を發生する。

5. 並列補正法に於ては補正電流が線輪を通過しない場合にはその補正容量

は  $l_b$  を線輪の全長、中性点より測定点迄の距離を  $y$  とすれば

$$C_m = \frac{y}{l_b - y} C_g$$

にて表はす事が出来るが補正電流が線輪を通過する場合には

$$C_m = \frac{y}{l_b - y} C_g \frac{1}{1 + \frac{Z_1}{Z_g}} \quad \text{但し } Z_g = \frac{1}{p C_g dy} \quad Z_1 = \frac{pL}{1 + p^2 CL}$$

となり衝撃波に對しては

$$C_m = \frac{y}{l_b - y} C_g \frac{1}{1 + \frac{C_g}{C}}$$

にて表はす事が出来る。周期的振動電壓の到来に對しては線輪の共振周波数及び  $\frac{Z_1}{Z_y} = -1$  なる周波数に於て異常電位を發生する。

6. 非共振變壓器の中性点を開放せる場合の周期的振動電壓に對する電位分布は  $\omega^2 \begin{matrix} \leq \\ > \end{matrix} \frac{1}{LC}$  によつて異なり

I  $\omega^2 > \frac{1}{LC}$  なる場合には

$$Y = \frac{1 + \frac{y}{b^1} \tan^{-1} \frac{y}{b^1}}{1 + \frac{1}{b^1} \tan^{-1} \frac{1}{b^1}} e_0 \quad e_0 : \text{印加電壓}$$

II  $\omega^2 = \frac{1}{LC}$  なる場合には

$$Y = e_0 y$$

III  $\omega^2 < \frac{1}{LC}$  なる場合には

$$Y = \frac{1 - \frac{1}{2b} \log \frac{b+y}{b-y}}{1 - \frac{1}{2b} \log \frac{b+1}{b-1}}$$

となる。但し

$$b = \sqrt{\frac{2\left\{1 - \left(\frac{1}{f_1}\right)^2\right\}}{\left(\frac{f}{f_0}\right)^2 a}} \quad f : \text{到來波の周波数}$$

$$b' = \sqrt{\frac{2\left\{\left(\frac{f}{f_0}\right)^2 - 1\right\}}{\left(\frac{f}{f_0}\right)^2 a}} \quad f_0 : \text{線輪の共振周波数}$$

尙周波数が  $f_0 > f > f_0 \sqrt{\frac{1}{1 + \frac{a}{2}}}$  (但し  $a = \frac{C_g}{C}$  なる場合には線輪中に異常電位

及び電位傾度を發生する。衝擊波の印加せられたる場合には

$$e = e_0 \left\{ 1 - \frac{k \left( 1 - \frac{\gamma}{\beta} y \right)}{0.93(1.43k + 2)} \cos \omega t \right\}$$

なる電位振動を爲す。

但し  $e_0$  : 印加電壓

$$k = \frac{C_g}{C}$$

$$\beta \doteq \pm 1.2$$

$$\omega = \sqrt{\frac{2}{(2C + \beta^2 C_g) L}}$$

$$\tanh \gamma = \frac{y}{\beta}$$

とす。

7. 非共振變壓器の兩端より同時に周期的振動電壓の侵入せる場合には次の如き電位分布を爲す。即ち

$$\omega^2 > \frac{1}{LC} \quad e = e_0 \left\{ 1 + \frac{y}{2b} \left( \log \frac{1+b}{1-d} - \log \frac{y+b}{y-b} \right) \right\}$$

$$\omega^2 < \frac{1}{LC} \quad e = e_0 \left\{ 1 - \frac{y}{b'} \left( \tan^{-1} \frac{1}{b'} - \tan^{-1} \frac{y}{b'} \right) \right\}$$

尙  $y < b < 1$  にては線輪中に異常電位を發生する。

8. 非共振變壓器の兩端より同時に衝擊波の侵入せる場合の内部電位振動は

$$e = e_0 \left\{ 1 - y \sqrt{\frac{C_g}{2C}} \tan^{-1} \sqrt{\frac{C_g}{2C}} - \tan^{-1} \sqrt{\frac{C_g}{2C}} y \right\} \cos \frac{t}{\sqrt{LC}}$$

となり、その振幅は初期電位分布と最終電位分布とによつて包含される部分となり、その振動数は線輪の固有振動数に等しくなる。

9. 並列補正法に於ては中性點を開放せる場合の電位振動は

$$e = e_0 \left\{ 1 + \sum_{\gamma=1}^{\infty} \frac{(-1)^{\gamma}}{\gamma! (\gamma+1)!} Z(p)^{\gamma} (1 - \frac{\gamma+1}{\gamma}) \right\}$$

但し  $Z(p)$  は  $p$  の函數

となり極めて複雑となるが一般に中性點を零電位とせる直線的分布と印加電壓との差を振幅とせる振動を發生しその振動数は

$$\omega = \frac{1}{\sqrt{LC}}$$

となる事が知られる。

10. 印加電壓が波尾を有する場合は例へば、 $e_0 = E\varepsilon^{-at}$  なる形を有すれば中性點電位振動は

$$e = E \frac{a^2 + \omega_0^2}{a^2 + \omega^2} \left( \frac{\omega}{\omega_0} \right)^2 \varepsilon^{-at} - E \sin \theta \sin(\omega t)$$

但し  $\sin \theta = \frac{\omega}{\sqrt{a^2 + \omega^2}}$

$$\omega = \frac{1}{\sqrt{L \left( C + \frac{1.5}{2} C_g \right)}} \quad \omega_0 = \frac{1}{\sqrt{LC}}$$

となり印加電壓は速かに減衰し  $\omega$  なる角速度を有する緩慢なる振動が残る事が判る。

11. 截断波の到來せる場合の開放端電位振動はその截断時間を  $t_1$  とすれば

$$e = 2A e_0 \sin \omega \left( t - \frac{t_1}{2} \right) \sin \frac{\omega}{2} t_1$$

但し  $A$  は常數

となりその最大振幅は截断時間に比例する事が判る。

12. 非共振變壓器の等價回路は誘導  $L$  及び靜電容量  $C + \frac{1}{2} C_g$  の並列回路よりなる爲、そのサージ・イムピーダンスは



$$Z(p) = \frac{1}{\frac{1}{pL} + p \left( C + \frac{1}{2} C_g \right)}$$

となる。之は並列補正法に於ても同様である。

13. 非共振變壓器の中性點にイムピーダンス  $Z(p)$  を有する場合に於ける線輪内電位は

$$e = e_0 \left\{ \frac{y + \left( \frac{1}{pL} + pC \right) Z(p)}{1 + \left( \frac{1}{pL} + pC \right) Z(p)} \left( 1 + py \sqrt{\frac{C_g L}{2(1+p^2 CL)}} \tan^{-1} py \sqrt{\frac{C_g L}{2(1+p^2 CL)}} \right) \right\}$$

にて表はす事が出来る。故に  $Z(p)$  の形に應じ中性點電位振動を求めれば次の如くなる。

$$I. Z(p) = \frac{1}{pC_0} \text{ の場合}$$

$$e = e_0 \left\{ 1 - \frac{\frac{C}{C_0} \left( 1 + \sqrt{\frac{C_g}{2C}} \tan^{-1} \sqrt{\frac{C_g}{2C}} \right)}{1 + \frac{C}{C_0} \left( 1 + \sqrt{\frac{C_g}{2C}} \tan^{-1} \sqrt{\frac{C_g}{2C}} \right)} \cos \omega t \right\}$$

$$\text{但し } \omega = \frac{1}{\sqrt{L \left( C + \frac{1.5}{2} C_g + C_0 \right)}}$$

となる。

II.  $Z(p)$  が靜電容量と直流抵抗  $R$  との並列回路よりなる場合

$$\frac{L}{4R^2} < C_0 + C + \frac{1}{2} C_g$$

の場合には非振動的となるが  $R$  が大なる場合には減衰振動を發生する。その減衰率  $\alpha$  は

$$\alpha = \frac{1}{2R \left( C_0 + C + \frac{1.5}{2} C_g \right)}$$

にて表はす事が出来る。

III. 周期的振動電壓の到來に對してはその電位分布は次の如くなる。

$1 - \omega^2 CL > 0$  の場合

$$e = e_0 \frac{y + b^2 \frac{\dot{Z}}{\dot{Z}_g} \left( 1 - \frac{y}{2b} \log \frac{b+y}{b-y} \right)}{1 + b^2 \frac{\dot{Z}}{\dot{Z}_g} \left( 1 - \frac{1}{2b} \log \frac{b+1}{b-1} \right)}$$

$1 - \omega^2 CL < 0$  の場合

$$e = e_0 \frac{y + b_1^2 \frac{\dot{Z}}{\dot{Z}_g} \left( 1 + \frac{1}{2b_1} \tan^{-1} \frac{y}{b_1} \right)}{1 + b_1^2 \frac{\dot{Z}}{\dot{Z}_g} \left( 1 + \frac{1}{2b_1} \tan^{-1} \frac{1}{b_1} \right)}$$

即ち、 $\frac{\dot{Z}}{\dot{Z}_g}$  が負の場合には中性點電位は開放時より大となる懸念がある。

14. 非共振變壓器の設計に當つては並列補正法に於ては線輪は可及的に多數に分割し、その各々の線輪に於ける電位降下を減少せしめる必要があり、絶縁材料は一次線輪と二次線輪の間のそれと同一のものを使用する事が經濟的である。直列補正法に於ては線輪分割数を減少し、扁平なる線輪に仕上げ線輪間に補正容量を挟む如き構造にする必要があり、その場合には補正板は遮蔽板の作用を兼ね著しく有效なる補正効果を擧げる事が出来る。

15. 直流高壓回路の整流管の逆弧により非共振變壓器端子に發生する電位は最高3倍に達する可能性がある。然し振動を抑制する爲には適當なる抵抗を挿入すれば良い。

16. 非共振變壓器に接續されたる送電線の突發的接地によつて生ずる電位振動は(10)の場合と同様に考察する事が出来る。たゞ中性點を接地せる爲變壓器の等價常數が異なり端子電位は次の如くなる。

$$V = e_0 \left\{ 1 + \frac{L \left( C + \frac{1}{2} C_g \right) - L' C'}{L' \left( C + \frac{1}{2} C_g + C \right)} \cos \omega t \right\} \frac{L'}{L + L'}$$

$$\text{但し } \omega = \sqrt{\frac{L + L'}{LL' \left( C + C' + \frac{1}{2} C_g \right)}}$$

17. 非共振變壓器の計算に當つては極めて低周波の部分を除けば相互誘導の影響を考慮する必要はない。

18. 鐵心中に於ける磁力線の傳播には三つの形式があり、對數曲線に従つて減衰する場合と電磁波となつて傳播する場合と鐵心を導波管として傳播する場合とある。變壓器線輪は靜電容量と誘導係數の並列回路にて表はし得る爲、電磁波となる場合には線輪を通ずる電流は極めて少くなるものと考察せられる。

19. 非共振變壓器の二次誘起電壓は極めて少く、周期的振動電壓による電位分布に及ぼす二次線輪の影響も4000C 以下に於て發生する。

200項欠

## 参 考 文 献

## 非共振變壓器に関するもの

1. 鳥 養 : 電誌 (大正15年 352頁)
2. 羽 村 : 電誌 (昭和 5年 1281頁)
3. 小 野 : 三菱電機 (昭和 9年 31頁)
4. 宮 本 : 芝浦レビュー (昭和14年 505頁)
5. 小 野 : 電誌 (昭和13年 227頁)
6. J. M. Weed : A. I. E. E. 1922, p. 149~155.
7. W. A. Moris, J. H. Hagenguth : G. E. Rev, 1930, p. 558.
8. H. U. Putman : Transaction of A. I. E. E. 1932, p. 579~584.
9. J. Biermanns : E. T. Z. 1937, S. 622~626, 626~659, 687~690.
10. K. K. Palueff : Transaction of A. I. E. E. 1929. p. 631~701.
11. K. K. Palueff : Transaction of A. I. E. E. 1930. p. 1179.
12. R. Elsner : Wiss. Verlauf aus dem Siemens Werken. 18, Bd. 1939, S. 1223.
13. J. E. Alibone, D. B. Mckenzie, F. R. Peng : J. I. E. E. 1939 p. 118.
14. J. L. Miller, J. M. Thomson : J. I. E. E. 1939. p. 187.
15. 木 村 電誌論文集 (昭和15年39頁)

## 變 壓 器 に 關 す る も の

16. K. W. Wagner : E. u. M. 1915, S. 89, 105.
17. K. W. Wagner : E. u. M. 1918. S. 301.
18. O. Böhm : Arch. für Elekt, 1917, S. 383.
19. L. F. Blume, F. A. Boyajaian : A. I. E. E. (Trans,) 1919, p. 577.
20. 鳥 養 : 電誌 (大正14年 387頁)
21. 三 浦 : 電誌 (昭和11年 1066頁)
22. / : 日立評論 (昭和11年 273頁)

- 
- |            |   |        |               |
|------------|---|--------|---------------|
| 23. /      | : | 日立評論   | (昭和 6年 687頁)  |
| 24. /      | : | 電氣評論   | (昭和11年 801頁)  |
| 25. /      | : | 日立評論   | (昭和 9年 231頁)  |
| 26. 福 田    | : | 電誌     | (昭和11年 1130頁) |
| 27. 新木啓助著  | : | 變壓器    | 273頁          |
| 28. 望月重雄著  | : | 高壓工學   | 147頁          |
| 29. 宮本, 三好 | : | 電誌     | (昭和13年 996頁)  |
| 30. 宮 本    | : | 芝浦レビュー | (昭和14年)       |
| 31. 林      | : | 電評     | (昭和18年 18頁)   |
| 32. /      | : | /      | (昭和18年 81頁)   |

## 附 録 1

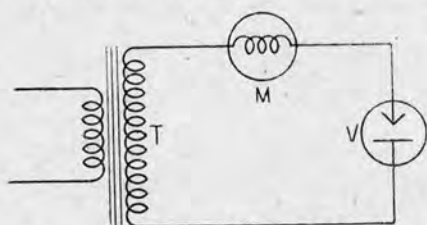
## 高電圧真空管の排氣不良によつて發生する異常電位振動とその對策

分析用X線裝置その他真空管を應用せる裝置において真空度の悪い場合、真空管内における放電と同時に著しい高電壓を發生し、外部においても火花放電を起しこれをしばしば繰り返す場合には變壓器を燒損する場合が多い。そこで著者はこれが對策として非共振變壓器を用ひたるに變壓器の燒損を防止し得たるのみならず外部回路における火花放電も抑制し得たことに注目しこれが理論的検討を行つたものである。即ちX線裝置その他の直流高壓を必要とする裝置においては回路に真空管を有する場合が多い。たとへばX線管、整流回路の整流管等の如き場合がそれである。かゝる高壓真空中に動作する放電管の動作は一般にきはめて不安定であり、真空度の僅少なる變化もその通電電流あるひは逆耐電壓を急激に變化し回路に高周波振動を發生して變壓器を燒損するに至ることがある。なほその際、回路に直列に接続せられたる計器の誘導抵抗が大なる場合にはしばしば燒損することがある。そこで著者はこれ等異常電壓の發生狀態およびこれが對策について検討を行つた。

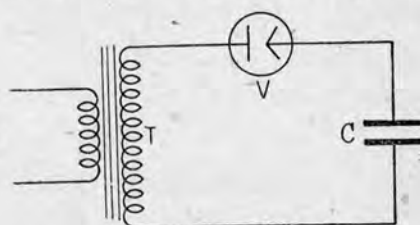
## 1. 高壓真空管回路の實例

高壓真空管回路として2種類の代表的の場合を考へよう。その一は第1圖のごとく變壓器二次回路に直接真空管を接続せる場合で真空管の真空度が良好なる場合には真空管に直流が流れ、しかもその抵抗はきはめて高い。しかるに一度真空度が低下すればその抵抗は急激に減少し變壓器二次回路を突發的に短絡することになる。この場合回路に電流計を接続すれば第1圖のごとく直列に誘

導抵抗を有する場合となり、放電時には計器にきはめて大なる電圧が掛り焼損

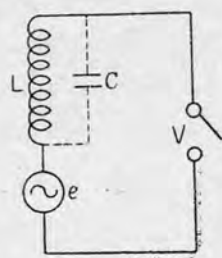


第1圖 高壓真空管回路 T: 高壓變壓器  
M: 計器, V: 真空管

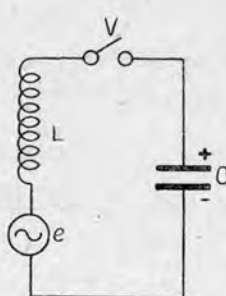


第2圖 高壓真空管回路 T: 高壓變壓器  
V: 整流管 C: 蓄電器

することがある。第2の場合は第2圖のごとき回路において整流管の突発的真空度の低下により蓄電器の電荷が變壓器を通じて放電するため發生する電位振動である。これ等の振動状態を検討するには第3圖および第4圖のごとき等価回路について考へれば良い。



第3圖  
第1圖の等価回路  
L: 變壓器の誘導係数  
V: 高壓真空管  
e: 變壓器二次起電力  
c: 變壓器分布容量



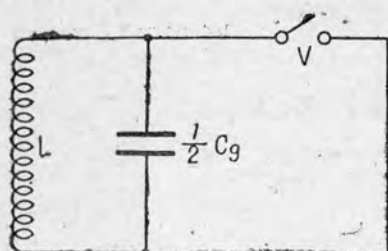
第4圖  
第2圖の等価回路  
c: 蓄電器  
e: 變壓器二次起電力  
L: 變壓器誘導係数  
V: 高壓整流管

## 2. 第1の場合

第1の場合はこれを換言すれば變壓器に突発的に矩形波が印加した場合となる。この場合の變壓器内部電位振動は一般に論議せられてゐるごとく初期電位分布による危険電位傾度は線輪端に生じ、活潑なる内部振動を發生するため内部においても危険電位傾度を發生する恐れがある。しかしこれを防止するためには變壓器を非共振ならしむれば完全に防止し得ることは著者の第6章第7節において詳述したところである。なほこの場合の端子電位は變壓器發生電圧以上



に到達することは無いが瞬間排気不良を來たしてたゞちに恢復する場合が多く、その場合にはあたかも截斷波を印加せるごとき現象を呈するため、變壓器を單なる誘導線輪よりなるものとすればその端子に  $L(di/dt)$  なる電壓が発生し回路に静電容量を有する場合には電位振動にまで發展する。變壓器の容量の大なる場合には短絡電流はききめて大なるため變壓器端子には相當大なる電位が発生し、火花放電等を生ずる事が稀ではない。非共振變壓器においてはその等價回路は第5圖のごとく考へることが出来るため變壓器の等價靜電容量は著しく大となり變壓器二次回路短絡後ふたたび開放された場合の電位は



第5圖 非共振變壓器を使用せる場合の等價回路

$L$ : 變壓器線輪の誘導係數

$C_g$ : 變壓器線輪の對地靜電容量

$V$ : 真空管

$$e = \frac{pLi^{-0}}{pL + \frac{2}{pC_g}} \cdot \frac{2}{pC_g} = \frac{2pLi^{-0}}{(p^2C_gL + 2)} = \frac{Y(p)}{Z(p)}$$

となる。たゞし  $i^{-0}$  は開放時における電流、つぎに  $Z(p)=0$  の根を  $p_n$  とすれば

$$p_n = \pm j \sqrt{\frac{2}{LC_g}}$$

$$\left( \frac{Y(p)}{p \frac{dZ(p)}{dp}} \right)_{p_n} = \pm j \sqrt{\frac{2}{LC_g}} Li^{-0}$$

ゆゑに

$$\therefore e = \sqrt{\frac{2}{LC_g}} \cdot Li^{-0} \sin \sqrt{\frac{2}{LC_g}} t$$

$$\text{今 } \sqrt{\frac{2}{LC_g}} = \omega \quad \text{とすれば}$$

$$e = \omega Li^{-0} \sin \omega t$$

にて表はす事が出来る。すなはち  $\omega Li^{-0}$  なる振幅を有し角速度  $\omega$  なる電位振動をなすことが知られる。なほ  $C_g$  は變壓器全體の對地靜電容量であり、變壓器の分布容量に比較してはるかに大なるため、振幅は非常に小さくなり非共振變壓器は端子異常電壓の發生に對してもきはめて有効であることが判る。つぎに振幅を減少するためには  $\omega L$  を減少するとともに  $i^{-0}$  を可及的に小ならしむるも一方法である。そのためには變壓器の短絡電流を減少する必要があり、外部回路に抵抗、誘導抵抗を附加する方法が考へられる。つぎにこれ等の關係につき検討しよう。

### 1. 直 流 抵 抗

回路に直流抵抗を接続することは短絡時間の短い場合には變壓器の誘導抵抗の方が大であるため効果が少いが一般にその誘起電壓を減少する上にきはめて有効である。ゆゑに負荷電流による電壓降下の許す範囲において可及的に大なる抑制抵抗を使用することは異常電位の發生に對して有効である。

### 2. 誘 導 抵 抗

誘導抵抗は眞空管回路の固有振動数を低下し、また衝撃波の侵入に對して防止する作用があるためしばしば用ひられるがこの場合には變壓器の等價誘導係数を  $L$  とし直列誘導のそれを  $L_1$  とすれば短絡電流は  $1/(L+L_1)$  および短絡時間に比例するため、初期電流の制限に對して有効に働くものであるが短絡時間が長くなるにしたがつて放電々流は急角度に大となる。なほ變壓器二次回路を短絡せる場合その初期においては塞流線輪に全電壓を印加することとなるため塞流線輪がこの電壓に完全に耐へる場合には短絡のために變壓器に掛る負電壓を抑へることが出来るが線輪は膨大なものとなる。つぎに非共振變壓器の場合にも同様の現象が發生するが變壓器内部電位分布はいかなる場合にも一樣となるため塞流線輪の必要は無い。

### 3. 靜電容量と誘導抵抗の並列回路

誘導線輪は一般に分布容量を伴ふため過渡的電位分布は誘導抵抗のみの時とはその趣を異にしてゐる。すなはち變壓器端子電位について考へれば短絡の瞬

間の初期電位は直列誘導線輪の分布容量  $C'$  と変圧器分布容量  $C$  とにより分割せられるため  $C$  に比較して  $C'$  が比較的大なる場合には端子電位は短絡時にほとんど零となる。しかし最終電位は変圧器の誘導係数  $L$  と直列誘導線輪の誘導係数  $L'$  により分壓せられるためその電位振動の振幅  $B$  は変圧器端子電位を  $E$  とすれば

$$B = \frac{C}{C+C'} E \sim \frac{L}{L+L'} E$$

となり

$$E - \frac{L}{L+L'} E = E \frac{L'}{L+L'}$$

を中心とする振動をなすことが判る。したがって  $B=0$  なるごとく  $L$  および  $C'$  を選定すれば振動の発生を防止することが出来る。しかし短絡による電位振動は著しいことは無い。ただこれによる変圧器の初期電位分布の異常電位傾度が変圧器を焼損する原因となる。然し非共振変圧器を用ふればかかる懸念はない。つぎに放電が終了せるときには前節において述べたごとく著しい高電位に見舞はれるが直列誘導の分布容量の大なる場合には誘導線輪に印加せられる電圧が多少減少するのみであつてその発生電圧に大差は無い。

### 3. 第 2 の 場 合

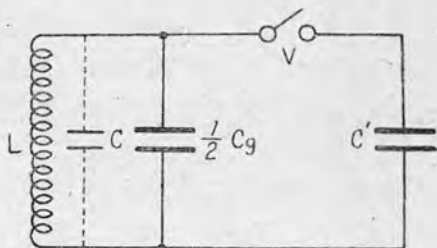
第2の場合は整流管等の排気不良等によつて突發的に蓄電器の電荷を変圧器を通じて放電するもので整流管によつて完全に短絡する場合については著者が第6章第8節にすでに發表せるとく非共振変圧器においては第6圖のごとき回路において端子電位  $V$  は

$$V = V_0 \left( 1 - \frac{2C'}{C' + C + \frac{1}{2}C_g} \cos \omega t \right)$$

ただし  $C'$  は平滑蓄電器の静電容量、

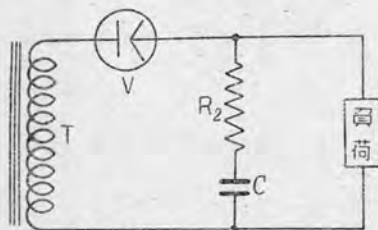
$V_0$  は変圧器發生電壓、

となり並型変圧器のごとく誘導抵抗のみと考へ得る場合には  $C + \frac{1}{2}C_g$  は  $C'$  に比較して零と見ることが出来るため端子電位の 3 倍以上にも到達する電位振動をなすことが判る。なほ非共振変圧器においても  $C'$  が比較的大なる場合は 3 倍の電位に見舞はれる恐れがある。なほ  $C'$  が大なるほど変圧器自身の有する抵抗によつて振動を抑制せられる可能性が多くなり異常電位も発生せざるはずであるが著者のしばしば遭遇する場合においてはまったく反対の現象となる。これに對してはつぎのごとく解釋することが

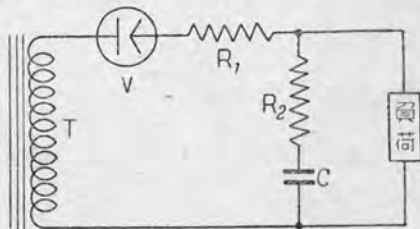


第 6 圖 非共振變壓器を使用せる場合の高壓直流回路の等價回路  
L: 變壓器の等價誘導係數, c: 變壓器の分布容量,  $C_g$ : 變壓器の對地靜電容量,  $c'$ : 平滑靜電容量, V: 真空管

出来る。すなはち整流管の逆電流はきはめて短時間繼續し、ふたゝび消滅するものであるため蓄電器の全電荷を放電するものでは無くほんの一部分である。そのため放電停止時の電流は靜電容量に比例するものと見ることが出来る。したがつて變壓器線輪内における發生電壓  $pLi=0$  も靜電容量に比例するものと見るのが妥當であらう。しかしさらに考察を進めれば短時間中に蓄電器のエネルギーの一部が變壓器線輪の磁氣的エネルギーとして蓄積されこれがふたゝび蓄電器に戻る場合として考究することが出来るためそのエネルギーに變化無く最高電位は放電前の電壓を越えることは無い。したがつて異常高電壓は回路に抑

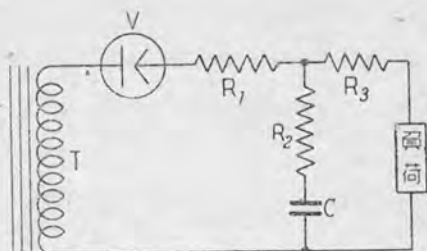


第 7 圖 高壓真空管回路  
 $R_2$ : 抑制抵抗



第 8 圖 高壓真空管回路  
 $R_1, R_2$ : 抑制抵抗

制抵抗を有するために發生する過渡現象と見ることが出来る。すなはち回路状態を安定させるためには一般に第7圖、第8圖、第9圖のごとき3種類の方法が行はれてゐるが第7圖の如く蓄電器の充電電流のみを抑へるものに於ては蓄



第9圖 高壓真空管回路

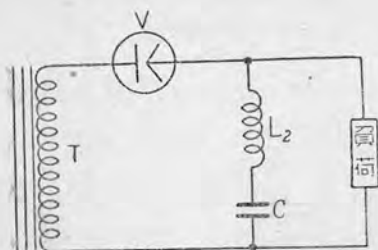
電器回路のイмпीडランスは  $R_2 + (1/pC)$  となり  $C$  が大なる場合にはその初期値は  $R_2$  のみとなり變壓器に誘發せる全電壓は蓄電器に残存せる電壓に附加せられて著しき高電壓となる。なほ抵抗を變壓器端子に直結する場合には變壓器端子部に異常電位を發生する。次に第8圖の如き結線に於ける發生電壓は  $R_1$  及び  $R_2$  によつて分壓せられ負荷端子電位は減少する。第9圖の方法は負荷が、Capacitive の場合或ひは負荷に並列に靜電容量を有する場合にはその初期電壓を抑へる上に極めて効果がある。次に上記各場合に於ける直流抵抗及び誘導抵抗の効果について検討しよう。

### 1. 直流抵抗を回路に有する場合

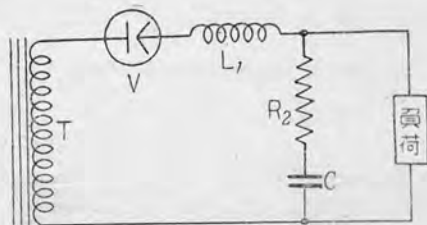
即ち上記各場合に於ける抑制抵抗は真空管の排氣不良等を生じた場合、回路に大電流の流れる事を抑制するものであるが、高壓回路等に於てその電壓を極度に抑制する爲には數百萬オームの抵抗を必要とし、負荷電流に對して著しい電壓降下を與へる事になり、不満足なものである上に上記の如く負荷に異常電位の掛る原因となり變壓器を燒損する事にもなる。然し一方無抵抗にて真空管類を蓄電器に直接接續する事は放電電流を加速しこれ等を破壊する起因となるため電壓降下より許容し得る範圍の抵抗を接續する必要がある。そこでかかる困難よりのがれる爲には變壓器を非共振となしその分布容量を大ならしめる事が最上の方法である。即ち非共振變壓器に於てはその分布容量が大なるため變壓器の異常發生電壓は直ちに吸收せられて外部に表はれるものは少く負荷を異常高電壓より完全に保護するものである。

## 2. 抑制抵抗として誘導抵抗を有する場合

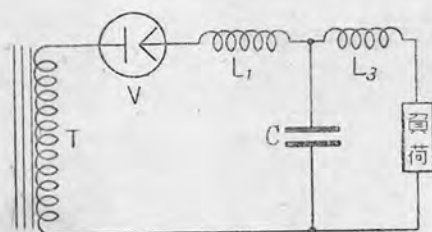
抑制抵抗として誘導線輪を使用する場合には第一の場合に於ける蓄電器を有せざる場合と同様にその變壓器の保護にはなるが、端子發生電壓はこれを接続する事によつて變化なくとくに第10圖の如き結線に於ては負荷端子に相當の高電壓を發生して満足すべきものではない。なほ第11圖の如く抵抗器と併用する



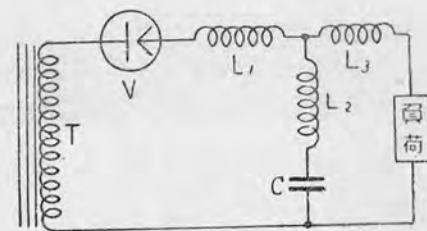
第10圖 高壓真空管回路  
 $L_2$ : 抑制誘導抵抗



第11圖 高壓真空管回路  
 $L_1$ : 抑制誘導抵抗



第12圖 高壓真空管回路  
 $L_1, L_3$ : 抑制誘導抵抗



第13圖 高壓真空管回路

場合は充放電電流を抑制し、振動の發生を防止するのに有效であるが、負荷端子には異常電位を發生する恐れがある。第12圖及び第13圖の如き結線に於ては負荷に對して異常電位より防止し變壓器に對しては衝撃波の波頭を緩和するのに効果があるものと思はれる。然し直流抵抗或ひは誘導抵抗によつて抑制する爲には抑制體が絶対に火花短絡を行はざる事が必要であり、現在のところ困難である。従つて充電電流を抑制し得る程度の抵抗を使用し、變壓器を非共振ならしめる事が最善の方法であり、これにより變壓器内部及び回路の異常電

位の發生を有効に抑制し得るものである。

#### 4. 結 論

以上を總括すれば次の如くなる。

1. 負荷が真空管よりなる場合、これは突發的排氣不良等により變壓器が短絡されたる場合回路に電位振動を發生するがこれが短時間後回復する場合には著しい高電壓を發生する。

2. 直流抵抗でこの短絡電流を抑制すれば異常電壓防止の効果があるが負荷の大なる場合及び抵抗器の破壊し易い場合には効果が薄い。

3. 誘導抵抗は開路時に發生する變壓器端子異常電壓の抑制には効果が無いが到來衝擊電壓の抑制には有効である。この場合にも誘導抵抗が破壊せざることが前提となる。

4. 非共振變壓器は短絡時の異常電位傾度を補正すると同時に發生電壓を抑制する上に著しい効果がある。

5. 蓄電器を有する高壓直流回路の異常現象は主として整流管の排氣不良に原因する。

6. (5) の場合にも短絡により短時間通電後回復する場合最も危険電位を發生する。

7. 蓄電器充電制御抵抗等を有する場合の負荷端子に發生する異常電壓が最も大となる。

8. 非共振變壓器に於ては上記の場合にも異常電位の發生を極度に抑制する作用がある。



## 附 録 2

$$Z(p) = 1 + \sqrt{\frac{p^2 C_g L}{2(1+p^2 CL)}} \tan^{-1} \sqrt{\frac{p^2 C_g L}{2(1+p^2 CL)}}$$

とすれば

$$\begin{aligned} p \frac{dZ(p)}{dp} &= p \frac{d\sqrt{Q}}{dQ} \tan^{-1} \sqrt{Q} \frac{dQ}{dp} + \frac{p}{1+Q} \frac{p\sqrt{Q}}{dQ} \frac{dQ}{dp} \\ &= p \frac{d\sqrt{Q}}{dQ} \frac{dQ}{dp} \left( \tan^{-1} \sqrt{Q} + \frac{1}{1+Q} \right) \dots\dots\dots (1) \end{aligned}$$

但し  $Q = \frac{p^2 C_g L}{2(1+p^2 CL)}$  とす.

$$\frac{dQ}{dp} = \frac{1}{2} \left\{ \frac{2p C_g L}{1+p^2 CL} - \frac{2p CL}{1+p^2 CL)^2} p^2 C_g L \right\}$$

次に  $\tan a = \frac{1}{2} = \sqrt{Q} \dots\dots\dots (2)$

なる関係式を代入すれば

$$\begin{aligned} p \frac{Q}{dp} &= 2 \left( \frac{1}{a^2} - \frac{1}{a^4} \left( \frac{C}{C_g} \right) \right) \\ &= 2 \frac{1}{a^2} \left( 1 - \frac{2}{a^2} \left( \frac{C}{C_g} \right) \right) \dots\dots\dots (3) \end{aligned}$$

式(3)を式(1)に代入して式(2)なる関係式を導入すれば

$$\begin{aligned} p \frac{dZ(p)}{dp} &= \frac{1}{a} \left( a + \frac{2}{a^2+1} \right) \left( 1 - \frac{2}{a^2} \frac{C}{C_g} \right) \\ &= - \frac{a^2+2}{(a^2+1)a^2} (2C - a^2 C_g) \end{aligned}$$

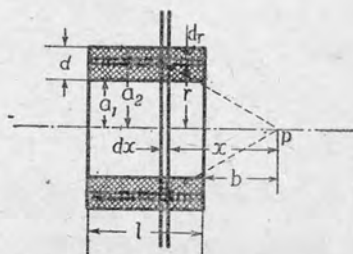
$$a = j\beta \text{ とすれば } = \frac{(2-\beta^2)}{(1-\beta^2)} \frac{(2C + \beta^2 C_g)}{\beta^2 C_g}$$



# 附 録 3

## 線輪の軸上の一 點に生ずる磁界の強さ

ソレノイドの全捲数を  $N$  とし、捲線は第1圖の如く長さ  $l$  cm 厚さ  $d$  cm ( $a_2 - a_1$ ) に平等に捲かれて居るものとする。軸上の端面より  $b$  なる距離に於ける點  $p$  を原點とす。( $x, r$ ) の位置に於ける  $dx, dr$  中の捲数  $n_{xr}$  は



第 1 圖 多層圓形線輪

$$n_{xr} = \frac{N}{ld} dx \cdot dr = \frac{N}{l(a_2 - a_1)} dx \cdot dr$$

この部分により  $p$  に生ずる磁力  $dH_p$  は

$$dH_p = \frac{2\pi N r^2 i}{l(a_2 - a_1)(r^2 + x^2)^{3/2}} dr \cdot dx$$

故にソレノイド全體より點  $p$  に生ずる磁力  $H_p$  は

$$\begin{aligned} H_p &= \int_{a_1}^{a_2} dr \int_b^{l+b} \frac{2\pi N r^2 i}{l(a_2 - a_1)(r^2 + x^2)^{3/2}} dx \\ &= \frac{2\pi N i}{l(a_2 - a_1)} \left[ (l+b) \log \frac{a_2 + \sqrt{a_2^2 + (l+b)^2}}{a_1 + \sqrt{a_1^2 + (l+b)^2}} \right. \\ &\quad \left. + b \log \frac{a_2 + \sqrt{a_2^2 + b^2}}{a_1 + \sqrt{a_1^2 + b^2}} \right] \end{aligned}$$

線輪の端面に於ける磁場の強さは上記  $H_p$  の値に於て  $b$  と置けば良い。即ち

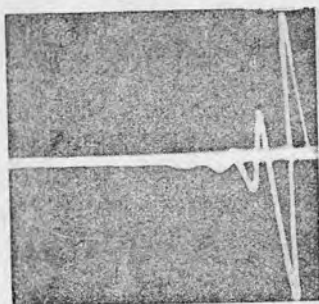
$$H_{p0} = \frac{2\pi N i}{l(a_2 - a_1)} \left( \log \frac{a_2 + \sqrt{a_2^2 + l^2}}{a_1 + \sqrt{a_1^2 + l^2}} \right)$$

となる。

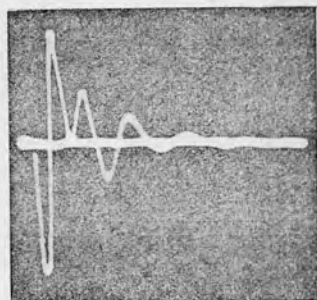
## 附 録 4

### 非共振變壓器の開路時により發生する異常電位

著者は先に非共振變壓器の開路時に發生する電壓に就て計算を行つた。その結果は變壓器の有する  $L$ 、 $C$  及び開路時間によつて相當の高電位を發生する事があるも、非共振變壓器に於ては等價靜電容量が大なる爲その最高到達電位も低く、振動も緩慢である事を指摘した。第1圖及び第2圖は並型變壓器及び非



←  
第1圖  
並型變壓器二次發生電壓



→  
第2圖  
非共振變壓器二次發生電壓

共振變壓器の一次線輪に直流を印加し之を突發的に開路せる場合の電位振動を撮影せるものである。圖により振動數に於ける兩者の變化は少いが非共振變壓器に於てはその最高到達電位は低く振動は比較的活潑に發生して居る事が判る。然し之を概括的に見て、この場合には並型、非共振共に同様の高電位に見舞はれるものと考へるべきである。

## 附 録 5

## 鳥養博士の非共振變壓器に關する論文

本研究の根幹を爲す鳥養博士の非共振變壓器に關する論文を原文のまゝ御紹介して御参考に供し度い。その標題は「捲線内の電氣振動を防ぐ法」となつて居る。

## 1. 序 論

著者は嘗て變壓器捲線の一局部に異常電壓の集中する事を防止する方法として捲線を多くの區分に分割し、各區分を靜電容量（又は靜電容量と抵抗との直列接続）を以て橋絡し、其の容量（又は抵抗をも）捲線上の位置に應じて適當に序列する事の有効なる事を論じたり。然して前論文に於ては主として實驗的結果の論述に止め、容量を如何なる方則に従ふて序列すれば如何なる程度迄捲線内の電氣擾亂を抑壓し得るやの理論的數量的推考に至りては未だ盡さざるものあり。蓋し捲線内に起る高周波電氣現象の橋絡靜電容量によりて或る程度迄防ぎ得ることは容易に想像し得る事なれども、本法の如く無數の靜電容量を用ふる場合には其序列法を誤れば反つて危害を増す恐れなしとせず。本文に於ては捲線内に起るべき電氣振動を完全に防遏し得る爲に、取るべき靜電容量の序列法を考究し以て前論文の足らざる處を償はむとするものなり。

## 2. 捲線の一般方程式

捲線の方程式としては電氣學會大會に於て著者の述べたる處のものを採る。蓋し捲線を如何なる形を以て取り扱ふべきかは頗る難解の問題に屬し容易に解決し得る者にあらず。本文に採用せむとする處の方法は自己誘導係數を全線を

通じて一様と見做し且相隣れる各捲線間に静電容量 (capacity between turns) を有せるものとして取扱はむとするものにして實際より遠ざかる事論を俟たず。捲線の各部は自己誘導係数を有せる外他の部分との間に電氣的並に磁氣的誘導作用を有し且總ての部分に於ける電位傾度及び電流が等しからざるが故に、捲線内の電氣現象を嚴密に方程式を以て表示せむとせば、複雑なる積分微分方程式となり其の解法は頗る困難を極め、況や其の解法は殆ど不可能に屬すと思推せらるゝ算式を用ひて捲線保護の理法を論ずるなどは到底爲し得べき處にあらず。故に本文に於ては、止むを得ず、前述の如き假定の下に捲線を取扱はむとす。然して斯くの如き方法によりて得らるべき結果も甚しき誤謬なく實際には現象の大勢を卜知し得べしと信ず。

扱捲線導體上の任意の一點の基點よりの距離を  $x$ 。現象を起算してより經過せる時間を  $t$  を以て表はせば、捲線内の電位及び電流は夫々  $\varepsilon^{-hx-kt}$  及び  $g\varepsilon^{-hx-kt}$  によりて示さるゝ事を得べし。茲に  $k, k$  及  $g$  は定數なり。捲線が抵抗を有する場合には捲線内に起る電氣振動はダムプせらる。捲線自身のダムピング係数を  $a$  とす。實際のダムピング係数は  $a$  の外に捲線に接続せられたる他の回路即ち外部回路の抵抗によりても影響せらるゝが故に、 $k$  は一般に

$$k = a + \beta + j\omega$$

によりて示さるべし。 $\beta$  及  $\omega$  は實際は  $\beta$  して外部回路のダムピング係數に關係する數なり。 $\beta$  及  $\omega$  は正負兩符號を取り得るが故に、 $k$  には四の場合あり、

$$\left. \begin{aligned} k_1 &= a + \beta + j\omega \\ k_2 &= a + \beta - j\omega \\ k_3 &= a - \beta + j\omega \\ k_4 &= a - \beta - j\omega \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (1)$$

$k$  の各の値に對して  $h$  が決定するが故に、 $h$  にも四つの値あり。依つて捲線内の電位  $e$  は

$$e = (A_1 \varepsilon^{h_1 x} + B_1 \varepsilon^{-h_1 x}) \varepsilon^{-k_1 t} + (A_2 \varepsilon^{h_2 x} + B_2 \varepsilon^{-h_2 x}) \varepsilon^{-k_2 t}$$

$$+ (A_3 \varepsilon^{h_3 x} + B_3 \varepsilon^{-h_3 x}) (\varepsilon^{-k_3 t} + (A_4 \varepsilon^{h_4 x} + B_4 \varepsilon^{-h_4 x}) \varepsilon^{-k_4 t}$$

A, B は定数. 簡単の爲に之れを

$$e = \Sigma (A \varepsilon^{hx} + B \varepsilon^{-hx}) \varepsilon^{-kt} \dots \dots \dots (2)$$

と置く.

捲線導體中を流るゝ電流は

$$i_c = g_1 (A_1 \varepsilon^{h_1 x} - B_1 \varepsilon^{-h_1 x}) \varepsilon^{k_1 t} + g_2 (A_2 \varepsilon^{h_2 x} - B_2 \varepsilon^{-h_2 x}) \varepsilon^{-k_2 t} \\ + g_3 (A_3 \varepsilon^{h_3 x} - B_3 \varepsilon^{-h_3 x}) \varepsilon^{-k_3 t} + g_4 (A_4 \varepsilon^{h_4 x} - B_4 \varepsilon^{-h_4 x}) \varepsilon^{-k_4 t}$$

又は

$$i_c = \Sigma g (A \varepsilon^{hx} - B \varepsilon^{-hx}) \varepsilon^{-kt} \dots \dots \dots (3)$$

g は  $h_1 k$  によりて定まる.

捲線導體の長さを  $l_c$  とし之れを捲きてボビンを作りたるものとす. ボビンの長さを  $l_b$  とす. 然るとき

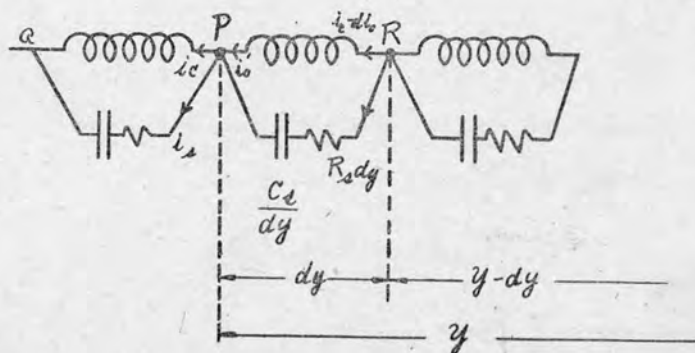
$$\frac{l_c}{l_b} = \delta$$

はボビンの單位長が有する導體の長さなり. 今基點を捲線中の一點に取り任意の一點 P の導體に沿ふての位置を  $x$  とす. 又基點を含みボビンの軸に直角なる面より點 P を含む面に至るボビンの長さに沿ふての距離を  $y$  とす. 然らば

$$x = \delta y \quad \text{となる.}$$

今捲線を  $m$  個の區分に分割したるものとせば, 一區分に對するボビンの長さは

第 1 圖



$\frac{I_b}{m}$ にして $m$ が相當大なる時はこれを $dy$ と置く事を得.

式(3). (4)に於て $A, B$ は定數なり. 然るに今各區分と $C$ と $R$ との直列連結を以て橋絡する時は,  $A, B$ は各區分毎に其の値を異にするに至る. 依つて橋絡したるときは式(3)(4)の $A, B$ を $y$ の函數と見るべきなり.

橋絡容量及び抵抗を $y$ の函數とし且 $y$ の單位長に對する値を $C_s$ 及 $R_s$ と取る. 然る時は $dy$ 毎には $\frac{C_s}{dy}$ ,  $R_s dy$ となる.

第1圖に於て區分 $PQ$ に對する定數を $A, B$ , 區分 $RP$ に對するそれを $A - \frac{dA}{dy} dy$ ,  $B - \frac{dB}{dy} dy$ とす. 然るときは點 $P$ は區分 $PQ$ の初めの點にして又區分 $RP$ の終りの點なるが故に點 $P$ の電位は

$$\sum (A \varepsilon^{\delta hy} + B \varepsilon^{-\delta hy}) \varepsilon^{-kt}$$

によりても又

$$\sum \left\{ \left( A - \frac{dA}{dy} dy \right) \varepsilon^{\delta hy} + \left( B - \frac{dB}{dy} dy \right) \varepsilon^{-\delta hy} \right\} \varepsilon^{-kt}$$

によりても與へらる. 之等兩者を等しと置けば

$$\sum \left( \frac{dA}{dy} \varepsilon^{\delta hy} + \frac{dB}{dy} \varepsilon^{-\delta hy} \right) \varepsilon^{-kt} = 0$$

$$\text{或は } \frac{dA}{dy} \varepsilon^{\delta hy} + \frac{dB}{dy} \varepsilon^{-\delta hy} = 0 \dots\dots\dots (4)$$

式(4)には $h$ の値に應じて四つの場合あり.

次に點 $P$ にキルヒホッフ法則を當て嵌むれば

$$i_c + i_s = i_c + i_s - \frac{di_s}{dy} dy \dots\dots\dots (5)$$

$i_c$ は捲線導體を流るゝ電流にして $i_s$ は橋絡容量 $C_s$ を流るゝ電流なり. 然して

$$\begin{aligned} i_c &= \sum g \left\{ \left( A - \frac{dA}{dy} dy \right) \varepsilon^{\delta hy} - \left( B - \frac{dB}{dy} dy \right) \varepsilon^{-\delta hy} \right\} \varepsilon \\ &= i_c - \sum g \left( \frac{dA}{dy} dy \varepsilon^{\delta hy} - \frac{dB}{dy} dy \varepsilon^{-\delta hy} \right) \varepsilon^{-kt} \end{aligned}$$

$$\text{又 } R_s dy i_s + \frac{dy}{C_s} \int i_s dt = - \frac{\partial e}{\partial y} dy$$

$$\text{即 } R_s \frac{\partial i_s}{\partial t} + \frac{1}{C_s} i_s = \sum \delta h k (A_\varepsilon^{\delta h y} - B_\varepsilon^{-\delta h y})_\varepsilon^{-k t}$$

なるが故に

$$i_s = \sum \frac{\delta h k C_s}{1 - k R_s C_s} (A_\varepsilon^{\delta h y} - B_\varepsilon^{-\delta h y})_\varepsilon^{-k t}$$

之れ等の値を式(5)に代入すれば

$$\sum \left[ g \left( \frac{dA}{dy} \varepsilon^{\delta h y} - \frac{dB}{dy} \varepsilon^{-\delta h y} \right) + \delta h k \frac{d}{dy} \left\{ \frac{C_s}{1 - k R_s C_s} (A_\varepsilon^{\delta h y} - B_\varepsilon^{-\delta h y}) \right\} \right]_\varepsilon^{-k t} = 0$$

$$\text{即ち } g \left( \frac{dA}{dy} \varepsilon^{\delta h y} - \frac{dB}{dy} \varepsilon^{-\delta h y} \right) + \frac{d}{dy} \left\{ \frac{\delta h k C_s}{1 - k R_s C_s} (A_\varepsilon^{\delta h y} - B_\varepsilon^{-\delta h y}) \right\} = 0 \quad (6)$$

式(6)にも亦hの値に應じて四つの場合あり。

式(4)及(6)が即ちA, Bを決定すべき式なり。

$$\text{扱 } \frac{d}{dy} (A_\varepsilon^{\delta h y} + B_\varepsilon^{-\delta h y}) = \delta h (A_\varepsilon^{\delta h y} - B_\varepsilon^{-\delta h y})$$

$$\frac{d^2}{dy^2} (A_\varepsilon^{\delta h y} + B_\varepsilon^{-\delta h y}) = \delta^2 h^2 (A_\varepsilon^{\delta h y} + B_\varepsilon^{-\delta h y}) + \delta h \left( \frac{dA}{dy} \varepsilon^{\delta h y} - \frac{dB}{dy} \varepsilon^{-\delta h y} \right)$$

なるが故に。これを式(6)に入れ且つ

$$\left. \begin{aligned} Y &= A_\varepsilon^{\delta h y} + B_\varepsilon^{-\delta h y} \\ Y' &= A_\varepsilon^{\delta h y} - B_\varepsilon^{-\delta h y} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (7)$$

と置く時は式(6)は

$$\frac{d}{dy} \left\{ \left( \frac{g}{\delta h} + \frac{k C_s}{1 - k R_s C_s} \right) \frac{dY}{dy} \right\} - g \delta h Y = 0 \dots\dots\dots (8)$$

$$\text{又は } \frac{d^2}{dy^2} \left\{ \left( \frac{g}{\delta h} + \frac{k C_s}{1 - k R_s C_s} \right) \frac{dY'}{dy} \right\} - g \delta h Y' = 0 \dots\dots\dots (9)$$

となる。

式(8)及(9)のY, Y'にはk(又はh)の値に應じて四つの値あり。

式(8)よりYを決定する時は電位eは

$$e = \sum Y_\varepsilon^{-k t} \dots\dots\dots (10)$$

又式(9)よりY'を定むれば

$$\left. \begin{aligned} i_c &= \Sigma g Y' \varepsilon^{-kt} \\ i_s &= \Sigma \frac{\delta h k C_s}{1 - k R C_s} Y' \varepsilon^{-kt} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (11)$$

交點 P に於ける電流は

$$i = i_c + i_s$$

$$i = \Sigma \left( g + \frac{\delta h k C_s}{1 - k R C_s} \right) Y' \varepsilon^{-kt} \dots\dots\dots (12)$$

$$\text{又 } Y' = \frac{1}{\delta h} \frac{dY}{dy}$$

なるが故に式 (12) は又

$$i = \Sigma \left( \frac{g}{\delta h} + \frac{k C_s}{1 - k R C_s} \right) \frac{dY}{dy} \varepsilon^{-kt} \dots\dots\dots (13)$$

以上述ぶる處の如く捲線を多くの區分に分割し各區分を  $C_s$  と  $R_s$  との直列連結にて橋絡したる場合の電位電流分布は式 (8), (9), (10), (11), (12), (13)によりて與へらる。

例題. 變壓器捲線の抵抗の自己誘導係数を對地容量及び捲間容量を有せる導體と考へたる場合。

導體の單位長毎の抵抗を  $R$ , 自己誘導係数を  $L$ , 對地容量を  $C$ , 捲間容量を  $C_t$  と取る。

然る時は本問題は  $R, L, C$  を有する導體を無數の區分に分ち、各區分を  $C_t$  にて橋絡したるものと見做す事を得べし。然して此の場合捲線の一捲き (one turn) を一區分と見なすときは  $\delta$  は一捲きの導體の長さとなる。従つて

$$C_s = \frac{1}{\delta} C_t$$

然して  $R, L, C$  を有する導體に對しては

$$\left. \begin{aligned} h^2 &= kC(kL - R) \\ g &= \frac{h}{kL - R} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (14)$$

なる關係を有するが故に上記  $h, k, g, C_s$  及  $R_s = 0$  を式 (8) に代入すれば



$$\frac{d}{dy} \left\{ \left( \frac{1}{\partial(kL-R)} + \frac{kC_t}{\partial} \right) \frac{dY}{dv} \right\} - \frac{\partial h^2}{kL-R} Y = 0$$

R, L, C,  $C_t$  が全導體を通じて一樣なる値ならば

$$\frac{1+kC_t(kL-R)}{\partial k(kL-R)} \frac{d^2 Y}{dy^2} = \partial CY$$

之れを解けば

$$Y = A\varepsilon^{\partial h'y} + B\varepsilon^{-\partial h'y}$$

$$\text{茲に } h' = \sqrt{\frac{kC(kL-R)}{1+kC_t(kL-R)}}$$

A, B は定數なり.

$$e = \Sigma (A\varepsilon^{\partial h'y} + B\varepsilon^{-\partial h'y})\varepsilon^{-kt}$$

$$i = \Sigma \left\{ \sqrt{\frac{[1+kC_t(kL-R)]}{kL-R}} (A\varepsilon^{\partial h'y} - B\varepsilon^{-\partial h'y}) \right\} \varepsilon^{-kt}$$

故に L, C,  $C_t$ , R を有する捲線内の電位電流は之れを  $\varepsilon^{-hx-kt}$  及  $g\varepsilon^{-hx-kt}$  なる形にて表はすならば

$$\left. \begin{aligned} e &= \Sigma (A\varepsilon^{hx} + B\varepsilon^{-hx})\varepsilon^{-kt} \\ i &= \Sigma g(A\varepsilon^{hx} - B\varepsilon^{-hx})\varepsilon^{-kt} \\ h &= \sqrt{\frac{kC(kL-R)}{1+kC_t(kL-R)}} \\ g &= \sqrt{\frac{kC[1+kC_t(kL-R)]}{kL-R}} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (15)$$

故に捲間容量の存在する場合の電位電流分布も捲間容量無き場合のそれと同様なる形  $\varepsilon^{-hx-kt}$  及  $g\varepsilon^{-hx-kt}$  によりて示され唯 h 及 g の値が後者に對しては式 (14) なるに前者に對しては式 (15) となるのみ.

### 3. 捲線に沿へる電位傾度を一樣ならしむる條件

捲線の中點(一端接地の場合は其接地端, 三相星形結線の場合は其の中性點)の電位を零と置き其點を x 及び y の基點と取る.

捲線内の電位は式 (10) によりて

$$e = \Sigma Y e^{-kt}$$

故にもし

$$Y = \frac{1}{l_b} y$$

ならば電位  $e$  は捲線に沿ふて直線的分布となり従つて電位傾度は各所一様となる。以下  $Y = \frac{1}{l_b} y$  ならしむる如き  $C_s$ ,  $R_s$  等の値を求むる。

(a) 捲間容量  $C_t$  を 適當に配布する場合。

$L, R, C$  を有する捲線の捲間容量  $C_t$  を  $y$  の函數と見做し  $Y = \frac{1}{l_b} y$  ならしむる

様に  $C_t$  を定めむ。

式 (8) に

$$h = \sqrt{kC(kL - R)}$$

$$g = \frac{h}{kL - R} = \sqrt{\frac{kC}{kL - R}}$$

$$C_s = \frac{1}{\partial} C \quad R_s = 0$$

と置く時は式 (8) は

$$\frac{d}{dy} \left\{ \left( \frac{1}{\partial(kL - R)} + \frac{kC}{\partial} \right) \frac{dY}{dy} \right\} - \partial k C Y = 0$$

之れに  $Y = \frac{1}{l_b} y$  と置けば

$$\frac{d}{dy} \left\{ \left( \frac{1}{\partial(kL - R)} + \frac{kC_t}{\partial} \right) \right\} = \partial k C y$$

$$\frac{1}{\partial k(kL - R)} + \frac{C_t}{\partial} = \frac{1}{2} \partial k y^2 + \text{const.}$$

$$\therefore \frac{C_t}{\partial} = \partial C \left( \frac{1}{2} y^2 + D \right) \dots \dots \dots (16)$$

$D = \text{constant.}$

式 (16) の  $C_t$  の値を式 (8) に代入する時は

$$\frac{d}{dy} \left\{ \left( \frac{1}{\delta k(kL-R)} + \delta C \left( \frac{1}{2} y^2 + D \right) \right) \frac{dY}{dy} \right\} = \delta CY$$

此式は明かに  $Y = \frac{1}{lb} y$  により満足せらる。然る時は此式を満足する他の解は

$$Y_1 = a \frac{1}{lb} y \int \frac{dy}{\left( \frac{y}{lb} \right)^2 \left( \frac{1}{2} y^2 + b \right)}$$

ならざるべからず。茲に  $a$  は定數にして  $b$  は

$$b = D + \frac{1}{\delta^2 k C (kL-R)}$$

なり。即ち  $Y_1 = \text{const. } y \left\{ \frac{1}{y} + \frac{1}{2j\sqrt{2b}} \log \frac{y - j\sqrt{2b}}{y + j\sqrt{2b}} \right\}$

然して、 $y=0$  に於て、 $e$  は零、或は  $Y_1=0$  なるべき筈なるが故に、 $Y_1$  の定數  $a$  は零と取るべき性質のものなり。

故に式 (16) の與ふる  $C_t$  は式 (8) によりて示さるゝ  $Y$  をして、 $Y = \frac{1}{lb} y$  ならしむ。而して式 (16) は  $k$  には無關係なり。

故に捲間容量  $C_t$  が式 (16) によりて示さるゝ様に捲線を捲けば如何なる周波數に對しても電位傾度は常に一樣となる。

(b) 變壓器捲線を  $R, L, C$  及び  $C_t$  を有せる導體と見做しそれを多くの區分に分割し各區分を  $C_s, R_s$  にて橋絡する場合。

此の場合には式 (8) の  $h, g$  は式 (15) の與ふる

$$h = \sqrt{\frac{kC(kL-R)}{1+kC_t(kL-R)}}$$

$$g = \sqrt{\frac{kC[1+kC_t(kL-R)]}{kL-R}}$$

を取るべし。然らば式 (8) は

$$\frac{d}{dy} \left\{ \left( \frac{1+kC_t(kL-R)}{\delta k(kL-R)} + \frac{C_s}{1-kR_sC_s} \right) \frac{dY}{dy} \right\} = \delta CY$$

之れに  $Y = \frac{1}{l_b} y$  を入るゝ時は

$$\frac{C_s}{1 - k R_s C_s} = \delta C \left( \frac{1}{2} y^2 + D \right) \dots \dots \dots (17)$$

式 (17) を式 (8) に入るゝ時は (a) の場合と全く同様に式 (8) の解が  $Y = \frac{1}{l_b} y$  となる事を證明する事を得.

故に式 (17) を満足する様に  $C_s$  及  $R_s$  を決定する時は捲線内の電位分布を均一ならしむる事を得. 然らば式 (17) に従ふて  $C_s, R_s$  を定むる方法如何.

#### 4. 電位傾度を均一ならしむる $C_s, R_s$ の値

電位は前述の如く一般に  $\Sigma e^{kx - kt}$  によりて與へられ且  $k$  には一々の周波數に對して數學上四つの値あり. 然しながら實際電氣現象を論ずる場合に於ては四つの  $k$  のうち二つは實在する事を得ず. 依つて式 (1) によりて與へらるゝ  $k$  は實際の場合に於ては

$$k_1 = a + \beta + j\omega$$

$$k_2 = a + \beta - j\omega$$

の二者のみなるか或は又

$$k_3 = a - \beta + j\omega$$

$$k_4 = a - \beta - j\omega$$

の二者のみ. 何れにしても實際の場合には

$$k = r \pm j\omega \dots \dots \dots (18)$$

によりて與へらる.

式 (18) を式 (17) 中に代入する時は

$$\frac{C_s(1 - r R_s C_s)}{(1 - r R_s C_s)^2 + \omega^2 R_s^2 C_s^2} \pm j \frac{\omega R_s C_s}{(1 - r R_s C_s)^2 + \omega^2 R_s^2 C_s^2} = \delta C \left( \frac{1}{2} y^2 + D \right)$$

$$\therefore \left. \begin{aligned} \frac{C_s(1 - r R_s C_s)}{(1 - r R_s C_s)^2 + \omega^2 R_s^2 C_s^2} &= \delta C \left( \frac{1}{2} y^2 + \text{const.} \right) \\ \frac{\omega R C}{(1 - r R_s C_s)^2 + \omega^2 R_s^2 C_s^2} &= \text{constant.} \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (19)$$

式 (19) が  $R_s$  及  $C_s$  を定む. 式 (19) より

$$R_s C_s = \frac{\text{constant}}{y^2 + \text{const}}$$

之れを  $R_s C_s = \phi(y)$

と置けば

$$\left. \begin{aligned} C_s &= \delta C \left( \frac{1}{2} y^2 + \text{const.} \right) \left\{ (1 - \gamma \phi)^2 \omega + \omega^2 \phi^2 \right\} \\ R_s &= \frac{\phi}{\delta C \left( \frac{1}{2} y^2 + \text{const.} \right) \left\{ (1 - \gamma \phi)^2 + \omega^2 \phi^2 \right\}} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (20)$$

之れ即ち捲線内の電位傾度を一樣ならしむるに必要な橋絡容量  $C_s$  及び抵抗  $R_s$  の値なり.  $\gamma$  は普通小なる數値なるが故に式 (20) は

$$\left. \begin{aligned} C_s &= \delta C \left( \frac{1}{2} y^2 + \text{const.} \right) \left( 1 + \omega^2 \phi^2 \right) \\ R_s &= \frac{\phi}{\delta C \left( \frac{1}{2} y^2 + \text{const.} \right) \left( 1 + \omega^2 \phi^2 \right)} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (20')$$

と置く事を得べし.

周波數の一定なる場合に對しては. 式 (20) 又は式 (20') によりて電位傾度を均整せしむる事を得るも, 實際捲線内に起る過渡現象は, 周波數の異なる多くの電氣振動の集合せる者なるが故に斯る現象に對して常に電位傾度が一樣なる爲には  $C_s$  及  $R_s$  は  $\omega$  に無關係に選定せざるべからず. 換言すれば式 (20) に於て  $\omega$  の項が存在せざる様に選ばざるべからず. 即

$$\phi(y) = 0$$

$$\text{又は} \quad R_s = 0$$

$$\text{依て} \quad R_s = 0$$

$$-C_s = \delta C \left( \frac{1}{2} y^2 + \text{const.} \right) \left\{ \dots\dots\dots (21) \right.$$

斯く  $C_s$  を選定すれば如何なる  $\omega$  の値に對しても電位分布は常に均一なり.

## 5. 結 論

以上述ぶるが如き方法にて捲線に橋絡容量を附加する時は、捲線内に起る電氣振動を完全に防止し得る事は容易に理解せらるべし。蛇足を顧みず二三の場合を考察せむ。

(a) 變壓器端點に高周波電壓の襲來したる場合。

襲來電波の周波數の如何に關係なく捲線内の電位分布は常に一樣にして決して捲線の一部に異常電壓の集中する事なし。故に端點に於ける電位上昇を適當なる方法（例へば放電間隙等の如し）によりて制限し置けば捲線は危害を受くる事なし。

(b) 送電線或は變壓器端に於て接地せる場合。

此の場合に於ては本來ならば捲線内に種々の周波數の重疊せる振動を起し従つて捲線の一部主として端點及び中性點に異常電壓の集中を來すものなるも本文に述ぶる如き容量を附加したる者にては何れの周波數の電波も端點接地と同一瞬時に直ちに放電し盡し決して捲線内に振動を惹起することなし。

(c) 矩形波の襲來したる場合。

襲來の第一瞬時に於ては電位分布は主に  $C$ ,  $C_t$  及  $C_s$  のみによりて決定せらるゝ事論を俟たず。依て  $Y$  は

$$\frac{d}{dy} \left\{ \left( \frac{g}{\partial h} + C_s \right) \frac{dY}{dy} \right\} = g \partial h Y$$

$$g = 1 / \sqrt{CC_t}$$

$$h = \sqrt{\frac{C}{C_t}}$$

によりて與へらる。即ち

$$\frac{d}{dy} \left\{ \left( \frac{C}{\partial} + C_s \right) \frac{dY}{dy} \right\} = \partial CY$$

此式を解きて得べき  $Y$  は明かに

$$Y = \text{const} \frac{1}{l_b} y$$

なり。故に襲來の第一瞬時に於て直ちに  $t = \infty$  なる時の分布たる均一分布となるが故に電氣振動は起らず。

著者略歴

昭和九年四月京都帝國大學

工學部電氣工學科卒業

同年四月島津製作所研究部

=入社, X線及ビ電氣機械

ノ研究=從事シ現在=至ル

(出版會承認332000號)

(擾亂波による電機燒損防止法) 初版2000部

昭和十九年八月十日印刷

昭和十九年八月二十日發行

定價 五圓貳拾錢

特別行爲段 參拾四錢

合計金 五圓五拾四錢



著者 小 原 誠

京都市中京區三條通烏丸東入  
株式會社大雅堂 取締役社長

發行者 田 村 敬 男

京都市下京區東九條山王町  
(京都六八番)

印刷者 堀 井 清 一

發 行 所 京都市中京區三條通烏丸東入  
株式會社 大 雅 堂

東京支店

大阪支店

名古屋支店

電話本局③三一—一  
振替京都二三—一五番  
東京都本郷區湯島一の一  
電話下谷③三六〇〇番  
大阪市西區立賣堀南通三の四  
電話新町③一〇—二番  
名古屋市榮區南大津通二の七  
電話中局③二五九二番

日本出版會登錄第116566號

(配給元 東京都神田區渡路町二ノ九 日本出版配給株式會社)

「落丁配丁」は何時にても取替へます！

(松尾製本・京都製本工業組合 10 號)



## 大雅堂電氣工學撰書

### 刊 行 の 辭

我國刻下の最急務が戦力増強の根柢を成す生産力の飛躍的増進にあり。而して生産及び作戦において今日電氣工學の占むる鍵鑰的地位については今更論を須ひざるところ。弊社は決戦下眞の國策出版の本務に深く鑑みるところあり。學界技術界の諸權威と相諮り。ここに『大雅堂電氣工學撰書』を企画。國の内外を問はず凡そ斯界に於ける最近の研究成果中より最も樞要なるものを系統的に撰纂上梓することにより。研究陣との深き吻合を求める生産技術陣の切なる要請にこたへ以て時務の急に應ぜんとす。切に學界技術界各位の御推援を乞ふ所以である。